

08. JUNI 1993

Z 802

BERICHTE
aus dem
INSTITUT FÜR MEERESKUNDE
an der
CHRISTIAN-ALBRECHTS-UNIVERSITÄT KIEL

Nr. 231

1992

DOI 10.3289/IFM-BER-231

**Ein dreidimensionales baroklines
wirbelauflösendes
Modell der Ostsee**

von

Andreas Lehmann



Kopien dieser Arbeit können bezogen werden:
Institut für Meereskunde an der Universität Kiel
Abt. Theoretische Ozeanographie
Düsternbrooker Weg 20
2300 Kiel 1, -FRG-

ISSN 0341 - 8561 -

Diese Arbeit wurde von der Mathematisch-
Naturwissenschaftlichen Fakultät der
Universität Kiel als Dissertation angenommen.

Zusammenfassung

Es wurde ein dreidimensionales baroklines wirbelauflösendes Modell der Ostsee erstellt. Das Modellgebiet umfaßt die gesamte Ostsee einschließlich der Bottnischen See und den Finnischen Golf sowie der Beltsee, das Kattegat und den Skagerrak. Mit einer horizontalen Auflösung von 5 km und einer vertikalen Diskretisierung von 12 Schichten lassen sich die allgemeine Zirkulation, die mesoskalige Dynamik sowie der Wasseraustausch zwischen Nord- und Ostsee untersuchen. Der Antrieb erfolgt durch realistische Windfelder, die aus Bodenluftdruckdaten des Jahres 1989 berechnet wurden. Jahreszeitlich bedingte Fluktuationen von Temperatur und Salzgehalt an der Meeresoberfläche werden durch eine entsprechende Klimatologie erfaßt. An der westlichen Berandung schließt ein künstliches Nordseebecken an, das zum einen als Reservoir für Wassermassen mit den Eigenschaften der Nordsee dient und zum anderen Wasserstandsschwankungen infolge von Windstau und dem entgegengesetzten Effekt aufnimmt. Eine explizite Berücksichtigung des Süßwassereintrages findet nicht statt. Das dreidimensionale Anfangsfeld entspricht der mittleren Temperatur- und Salzgehaltsverteilung der Ostsee für den Monat Oktober. Um Effekte der vertikalen turbulenten Vermischung in der Deckschicht und an den Sprungschichten zu simulieren, wurde die vertikale Diffusion in Abhängigkeit der Richardson Zahl formuliert. Der Integrationszeitraum beträgt ein Jahr, so daß die jahreszeitlich bedingte Entwicklung der Temperatursprungschicht voll berücksichtigt wird.

Die Modellergebnisse werden anhand von hydrographischen Parametern, die während des Jahres 1989 gemessen wurden, verifiziert. Die simulierte Schichtung weist die wesentlichen Merkmale der Ostsee auf. Während der Sommermonate findet die Entwicklung der thermischen Sprungschicht, die im Herbst unter dem Einfluß verstärkter turbulenter Vermischung und vertikaler Konvektion durch die allmähliche einsetzende Abkühlung an der Meeresoberfläche erodiert wird, statt. Mit fortschreitender Abkühlung setzt die Bildung des Winterwassers ein. Die haline Schichtung weist die für die Ostsee typische permanente Salzgehaltssprungschicht auf, die im wesentlichen durch den seitlichen Zustrom salzreichen Wassers aus dem Kattegat aufrechterhalten wird. Die Menge der eingeströmten Wassermasse ist von den vorherrschenden Wetterbedingungen abhängig. Der Vergleich von simulierten Strömungen mit Strommessungen im Fehmarnbelt zeigt hohe Kohärenz. Im Bereich der Ostsee werden die Wasserstände an der Küste zufriedenstellend simuliert. Defizite zeigen sich vor allem im Bereich des Kattegat und des Skagerraks, was auf ein Fehlverhalten der westlichen Randbedingung zurückgeführt werden kann.

Abstract

A three-dimensional eddy-resolving baroclinic model of the Baltic Sea is presented. The model comprises the whole Baltic Sea including Bothnian Sea, Gulf of Finland as well as Belt Sea, Kattegat and Skagerrak. With a horizontal resolution of 5 km and a discretization of 12 levels in the vertical direction general circulation, mesoscale dynamics as well as the exchange of water masses between the North Sea and the Baltic can be analysed. Realistic two-dimensional wind data are specified as forcing at the sea surface. These wind fields were computed from atmospheric pressure charts of the year 1989. At the surface seasonal fluctuations of temperature and salinity are comprised in a corresponding climatology. At the western boundary an artificial North Sea basin is connected to the model domain. It is used to take up sea surface elevations in the area of the Skagerrak and to provide water masses which have the characteristics of the North Sea. No explicit consideration of fresh water input is done. The three-dimensional initial fields of temperature and salinity were constructed from monthly mean maps of temperature and salinity of the Baltic. Effects of turbulent mixing in the mixed layer are considered by using a vertical diffusion coefficient which is a function of the Richardson Number. The model is integrated for one year, so the seasonal development of the thermocline is included.

Model results are verified by hydrographic parameters which were measured during 1989. The simulated stratification shows most of the characteristic features of the Baltic Sea. During summer a seasonal thermocline develops. In autumn this thermocline is eroded by turbulent mixing and vertical convection due to cooling at the surface. In winter time the formation of the cold winter water can be observed. A typical permanent halocline, which is maintained by horizontal advection of saline water from the Kattegat, can be found in the inner Baltic. The magnitude of the inflow of high saline water is determined by the wind conditions over the Baltic Sea. The comparison of simulated currents with measured current velocities shows strong correspondence. In the Baltic the differences between tide gauge measurements and simulated surface elevations are small. Higher differences can be found in the area of the Kattegat and Skagerrak. These deficiencies may be due to an abnormal behavior of the western boundary condition.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Anforderungen an ein Ostseemodell	6
3	Das Ostseemodell	17
3.1	Modellgleichungen	17
4	Antreibende Kräfte	25
4.1	Windschub	25
4.2	Luftdruckgradient	35
4.3	Thermohaliner Antrieb	36
5	Diffusion und Reibung	38
5.1	Horizontaler Austausch	38
5.2	Vertikaler Austausch	39
5.3	Bodenreibung	43
6	Experimentelle Strategie	45
7	Modellergebnisse und Modellverifikation	47
7.1	Schichtungsverhalten	47
7.2	Wasserstandsverteilungen	55
7.3	Zirkulation	60
7.3.1	Mittlere Zirkulation	60
7.3.2	Zirkulation in der Beltsee	68
7.4	Strömung	74
7.4.1	Vergleich des Modells mit ADCP-Messungen	74
7.5	Mesoskalige Variabilität	84

8	Schlußbetrachtung	92
8.1	Resümee	92
8.2	Ausblick	95
A	Anhang	97
A.1	Dichteformel nach Millero und Kremling (1976)	97
	Literatur	98

1 Einleitung

Im Angesicht der Verschmutzung der europäischen Randmeere besteht ein dringender Bedarf an wissenschaftlichen Untersuchungen, die zum einen das Ausmaß der Schäden feststellen und zum anderen, in Form einer Vorhersage, die weitere Entwicklung voraussagen können. Hydrographische Meßreihen allein können dieser Forderung nicht gerecht werden. Die physikalischen Zusammenhänge sind zu komplex, als daß man sie aus reinem Beobachtungsmaterial bestimmen könnte. Abgesehen von den satellitengetragenen Meßsystemen ist eine synoptische Beobachtung der Meere aufgrund des personellen, wie auch des materiellen Aufwandes nicht möglich. Mit Hilfe numerischer Modelle lassen sich hydrographische Beobachtungen verknüpfen und aufgrund der Determiniertheit dieser Modelle können die relevanten physikalischen Prozesse selektiert werden. Gelingt es, die physikalischen Prozesse in ihrer Gesamtheit oder zumindest in wesentlichen Teilaspekten zu verstehen, so ist man in der Lage, Vorhersagemodelle zu entwickeln, die der obigen Forderung gerecht werden können.

Die vorliegende Arbeit verwendet ein instationäres dreidimensionales baroklines Modell der Ostsee, um die Zirkulation, die mesoskalige Variabilität sowie den Wasseraustausch zwischen Nord- und Ostsee zu untersuchen. Hierbei wird der Versuch unternommen, die Ostsee in ihrer Gesamtheit einschließlich der schmalen Zugänge zur Nordsee zu modellieren. Ausgeklammert bleiben der Masseneintrag durch die Flüsse sowie Eisbildung während der Wintermonate. Am westlichen Rand des Modellgebietes schließt ein Ausgleichsbecken an, das zum einen ein Reservoir für Wassermassen mit den Eigenschaften der Nordsee darstellt und zum anderen Wasserstandsänderungen infolge von Windstau und dem entgegengesetzten Effekt aufnimmt.

Die schmalen Zugänge zur Nordsee und die angestrebte Untersuchung der Wirbelodynamik erfordern eine hohe vertikale wie auch horizontale Auflösung. Die gewählte horizontale Maschenweite beträgt 5 km (Abb. 1.1). Sie liegt somit in der gleichen Größenordnung wie der mittlere barokline Rossby Radius (5-10 km) der Ostsee.

Topographisch läßt sich die Ostsee durch eine Folge von Becken, die durch flache und enge Kanäle miteinander verknüpft sind, beschreiben. Die vertikale Diskretisierung orientiert sich an den signifikanten Schwellentiefen, die entscheidend die haline Schichtung beeinflussen. Die Bodentopographie der Ostsee, wie sie im Modell verwandt wurde, ist in der Abb. 1.2 dargestellt.

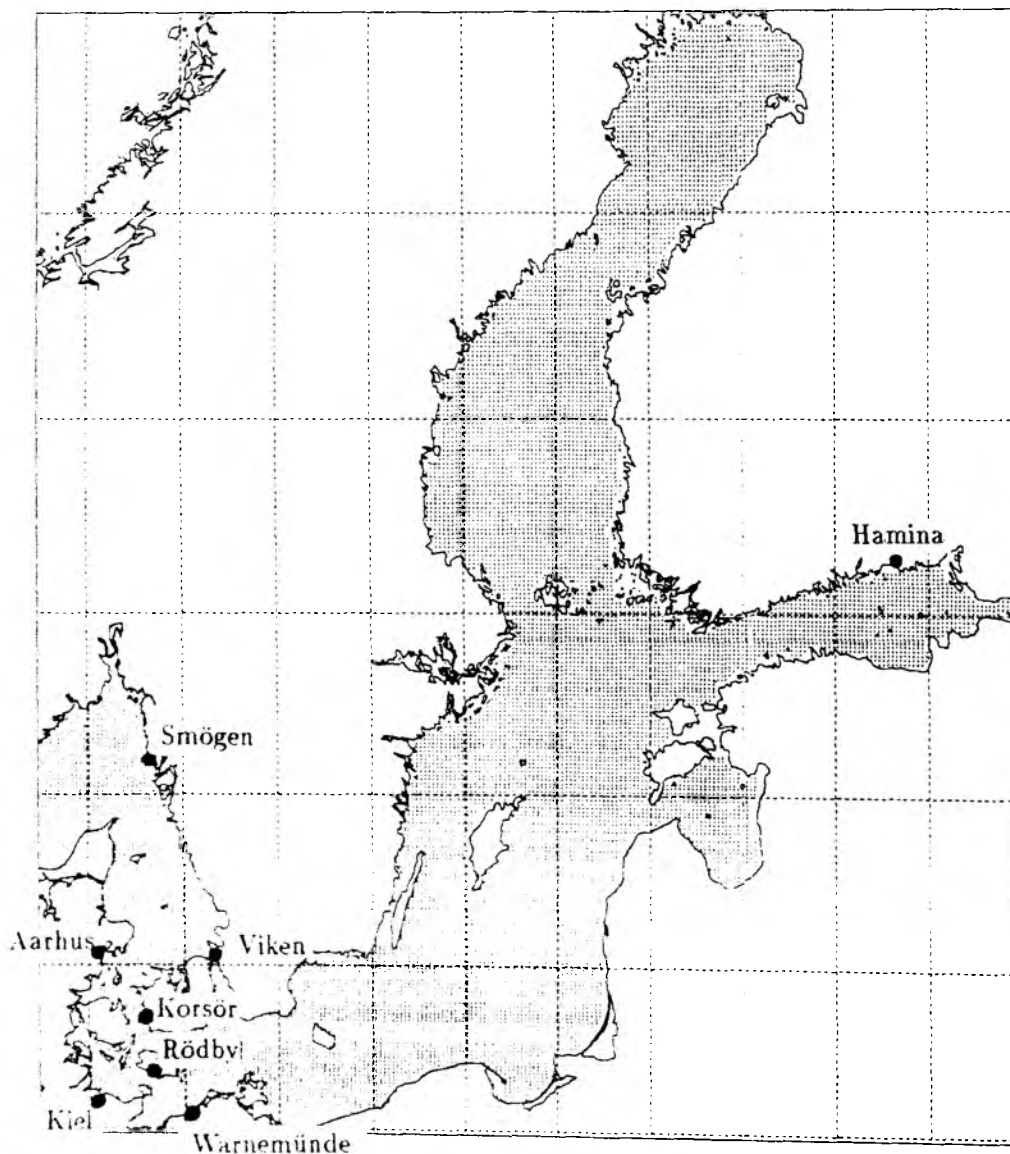


Abb. 1.1 Modellgitter des Ostseemodells 5x5 km

Das Modell wird mit einer realistischen dreidimensionalen Verteilung von Temperatur und Salz gestartet. Als Basis dienten Temperatur- und Salzgehaltsprofile, die

aus Monatskarten der Ostsee (BOCK 1971, LENZ 1971) extrahiert wurden. Unter Hinzunahme hydrographischer Meßreihen für den Monat Oktober wurde über ein objektives Analyseverfahren (HILLER & KÄSE 1983) das dreidimensionale Anfangsfeld auf dem Modellgitter berechnet.

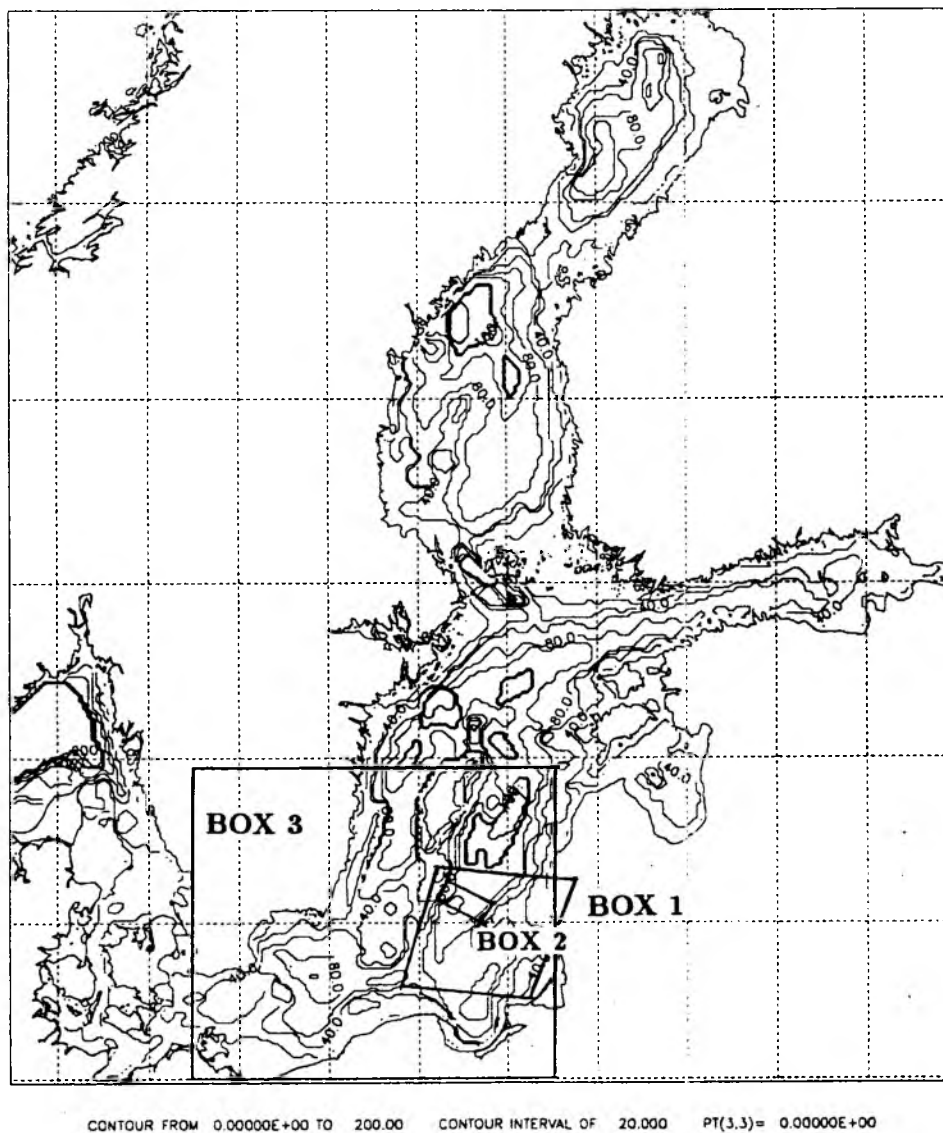


Abb. 1.2 Bodentopographie der Ostsee auf einem 5x5 km Gitter;

Box 1: TM (Thematic Mapper, Landsat 5) Bildausschnitt;

Box 2: PEX-Untersuchungsgebiet; Box 3: Untersuchungsgebiet zur mesoskaligen Variabilität.

Da die Modellrechnungen die Zeitspanne eines Jahres überdecken, ist an der Meeresoberfläche ein thermohaliner Antrieb, der die jahreszeitlich bedingten Fluktuationen von Temperatur und Salz beinhaltet, zu formulieren. Aus Monatskarten der Temperatur und des Salzgehaltes der Ostsee wurde mittels objektiver Analyse eine entsprechende zweidimensionale Klimatologie konstruiert.

Der wesentliche Antrieb des Modells erfolgt über ein realistisches Windfeld. Hierzu wurden aus Bodenluftdruckdaten, die vom Deutschen Wetterdienst in Offenbach zur Verfügung gestellt wurden, quasi-geostrophische Windfelder berechnet. Die Daten liegen halbtägig für das gesamte Jahr 1989 vor. Die Modellergebnisse repräsentieren deshalb das Antwortverhalten der Ostsee auf diesen speziellen Antrieb, so daß anhand von gleichzeitig gemessenen hydrographischen Parametern die Simulation verifiziert werden kann.

Die Modellrechnungen verstehen sich hier als konsequente Weiterentwicklung zu dem numerischen Modell, das KIELMANN (1981) entwickelt hat. Kielmann beschäftigte sich mit den Grundlagen und der Anwendung eines numerischen Modells der geschichteten bzw. ungeschichteten Ostsee. Verschiedene Experimente der barotropen oder der horizontal homogenen, jedoch vertikal geschichteten Ostsee, dienten dazu, das Antwortverhalten der Ostsee bei niederfrequenter räumlich konstanter Windanregung zu untersuchen.

In den letzten Jahren wurden nur wenige numerische Studien über die Ostsee durchgeführt. Neuere Ansätze stammen von WALIN (1981), STIGEBRANDT (1987a, 1987b), OMSTEDT (1990), ANDREJEV & SOKOLOV (1990), MYRBERG & TAMSALU (1990), RAUDSEPP & ELKEN (1990) sowie KRAUSS & BRÜGGE (1991). Im wesentlichen finden sogenannte Box-Modelle Anwendung, in denen die Ostsee in stark vereinfachter Geometrie dargestellt ist oder es werden numerische Simulationen von regional engbegrenzten Gebieten durchgeführt. Nur die zuletzt genannten Autoren betreiben ein dreidimensionales Zirkulationsmodell, das auf dem Princeton-Modell basiert.

Einen Überblick zu historischen Modellansätzen geben KIELMANN (1981) sowie MÄLKKI und TAMSALU (1985).

Im Folgenden wird zunächst auf die besonderen hydrographischen Eigenschaften der Ostsee eingegangen, wobei gleichzeitig die sich hieraus ergebenden numerischen Anforderungen an ein Ostseemodell diskutiert werden. Die barokline Modellierung der Ostsee erfordert einen turbulenz- und schichtungsabhängigen Vermischungsansatz. Auf der einen Seite muß die haline Sprungschicht erhalten bleiben, auf der anderen Seite müssen Prozesse in der Deckschicht, die oftmals bis zum Boden reicht, berücksichtigt werden.

Die Diffusion ist bestimmt durch subskalige Prozesse, die in den meisten Ozeanmodellen durch das Austauschkonzept parametrisiert werden. Durch einen konstanten Austauschkoeffizienten werden turbulente diffusive Prozesse sicherlich nur ungenügend beschrieben. Die Einführung eines von der Richardson Zahl abhängigen Vermischungsansatzes liefert zusätzliche justierbare Parameter. Diese stellen keine universellen Konstanten dar, sondern müssen auf die jeweiligen hydrographischen Verhältnisse abgestimmt werden.

Es wird hier der Versuch unternommen, ob unter realistischem Antrieb und Schichtungsverhältnissen ein derartiger Parametersatz gefunden werden kann, so daß unter voller Berücksichtigung der mesoskaligen Dynamik die Entwicklung von Temperatur und Salzgehalt, bei einer Integrationszeit über ein Jahr, den charakteristischen Strukturen der Ostsee entspricht.

Ziel der Untersuchungen ist es nicht, eine vollständige Analyse aller in der Ostsee auftretenden Prozesse zu liefern, sondern vielmehr durch die Betrachtung ausgewählter Phänomene eine Bewertung des Ostseemodells vorzunehmen, d.h. zu beurteilen, ob die gewählten Parametrisierungen geeignet sind, die wesentlichen hydrographischen Prozesse der Ostsee richtig zu beschreiben.

2 Anforderungen an ein Ostseemodell

Ein annähernd realistisches Modell der Ostsee muß den charakteristischen hydrographischen Gegebenheiten genügen, auf die hier nun näher eingegangen werden soll. Ausführliche Beschreibungen der Hydrographie der Ostsee finden sich bei DIETRICH et al. (1975), MÄLKKI und TAMSALU (1985) sowie MAGAARD und RHEINHEIMER (1974). Im folgenden werden nur die für den weiteren Zusammenhang notwendigen Merkmale der Ostsee erläutert.

Die Ostsee stellt aufgrund ihrer geographischen Form und Ausdehnung sowie ihrer Topographie und der Schichtungsverhältnisse ein besonderes Problem für die numerische Modellierung dar. So wird die Erneuerung des Tiefenwassers entscheidend durch zwei regionale Besonderheiten bestimmt. Der Wasserhaushalt der Ostsee ist gekennzeichnet durch ein Überwiegen der Süßwasserzufuhr aus Niederschlag und Flußwasser gegenüber dem Süßwasserverlust durch Verdunstung. Dieser Süßwasserüberschuß wird kompensiert durch ein Ein- und Ausstromsystem in den Ostseeeingängen. Die Kombination von einem mehr oder minder beständigem Einstrom von salzreichem Wasser aus der Nordsee und einem Ausstrom des brackigen Wassers der Ostsee an der Oberfläche führt zu einer permanenten Salzgehaltsschichtung mit einer ausgeprägten halinen Sprungschicht in Tiefen zwischen 20-70 m. Die während der kalten Jahreszeit durch Abkühlung an der Oberfläche einsetzende Vertikalkonvektion ist nicht in der Lage, diese Sprungschicht zu durchdringen und so eine Belüftung des Tiefenwassers zu erreichen. Sauerstoffzehrende Prozesse, hervorgerufen durch den bakteriellen Abbau abgesunkener organischer Substanzen, führen in der Tiefe zur Bildung von toxischem Schwefelwasserstoff. Die Erneuerung des Tiefenwassers kann aufgrund der Schichtungsverhältnisse nur durch seitliche Advektion erfolgen.

Topographisch läßt sich die Ostsee als ein System von Becken unterschiedlicher Tiefe, die durch flache Schwellen miteinander verbunden sind, beschreiben. Folgt man der Einteilung von WATTENBERG (1949), so läßt sich eine natürliche Gliederung der Ostsee aufstellen (Abb. 2.1). Die Halbinsel Jütland trennt die Nordsee von

der Ostsee. Der Skagerrak, das Kattegat, der Sund und die Beltsee bilden die Verbindung zwischen diesen beiden Schelfmeeren.

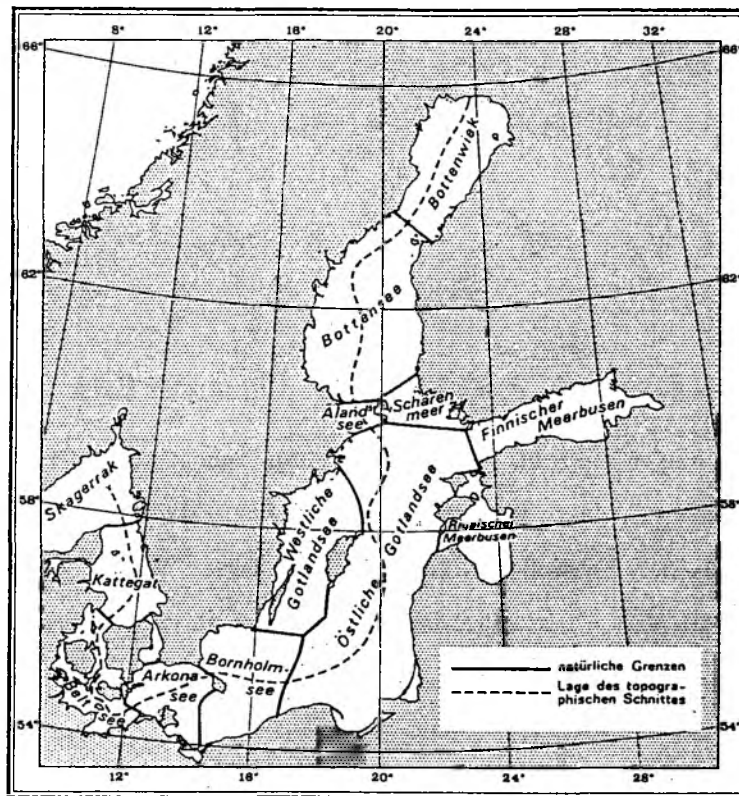


Abb. 2.1 Natürliche Gliederung der Ostsee nach Wattenberg (1949)

Der Wasseraustausch zwischen Nord- und Ostsee wird nachhaltig durch die engen und flachen Kanäle der Beltsee und des Sundes beeinflusst. Die signifikanten Schwellentiefen (Abb. 2.2) sind die Drogenschwelle (7 m) im Südausgang des Sundes, die Samsöschwelle (26 m) am Nordeingang des Großen Belt und die Darßerschwelle (18 m) am ostwärtigen Ende des Fehmarnbelt. Im Osten schließen einzelne Becken an, die wiederum durch entsprechende Satteltiefen getrennt sind. Von der Arkonasee gelangt das Tiefenwasser über das Bornholmgat (45 m) in die Bornholmsee (100 m). Durch die Stolperrinne ist ein Vordringen in die östliche Gotlandsee (Gotlandtief 249 m) möglich. Die Ausbreitung des salzreichen Tiefenwassers findet hier ein Ende. Im Norden trennt die Ålandschwelle die Bottensee und den Bottenwiek vom Gotlandbecken, im Osten schließt der flach ansteigende Finnische Meerbusen an. Die westliche Gotlandsee wird durch die Mittelbank vom Bornholmbecken abgegrenzt.

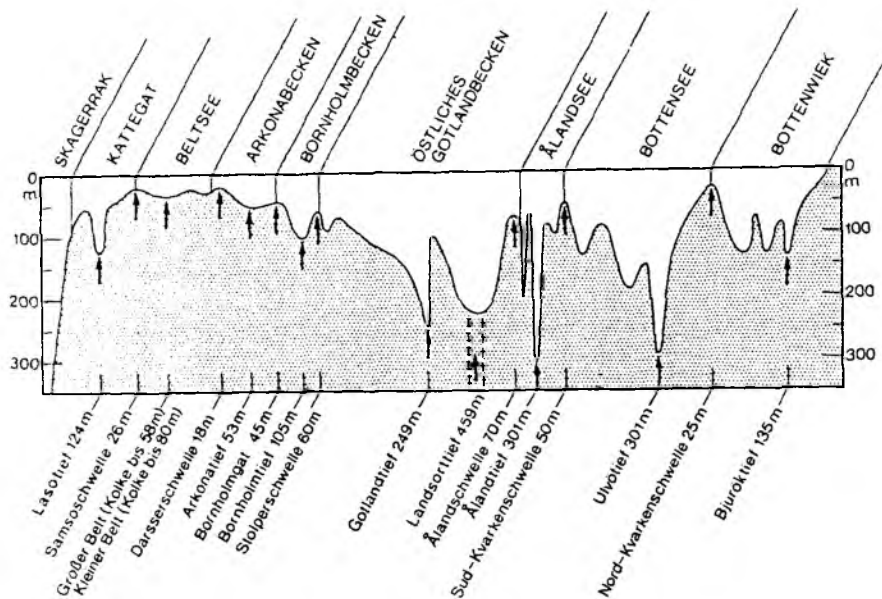


Abb. 2.2 Topographischer Schnitt durch die Ostsee, Magaard & Rheinheimer (1974)

Diese Form der Bodengestalt muß den Einstrom von salz- und sauerstoffreichem Wasser aus dem Kattegat, das wegen seiner hohen Dichte dem Ostseeboden folgt, beeinflussen. Die flachen Schwellen hindern das schwerste Wasser daran, in das nächste Becken einzuströmen und dort das Tiefenwasser zu verdrängen. Erst nach dem Auffüllen des jeweiligen Beckens bis zur Satteltiefe kann das schwere Wasser in das nächste Becken einströmen. Der Zustrom von salzreichem Kattegatwasser wird überwiegend durch die Windverhältnisse über dem Skagerrak, dem Kattegat und der westlichen Ostsee bestimmt.

Die hydrographischen Verhältnisse im Seegebiet Kattegat, Beltsee und Sund sind durch ihre geographische Lage als Verbindungsstück zwischen Ostsee und Skagerrak geprägt. Gleichsam, wie in einem Verbindungskanal zwischen zwei wassergefüllten Behältern, entstehen durch geringe Niveauunterschiede der Wasserspiegel starke anhaltende Ausgleichsströmungen. Die Eigenart, daß nämlich Kattegat, Sund und Beltsee das Ostende des Skagerrak mit dem Westende der Ostsee verbinden, fördert Niveaudifferenzen infolge von Windstau besonders stark. Der gleiche Wind, der im Kattegat eine Stauwirkung hervorruft, erzeugt in der Arkonasee den entgegengesetzten Effekt (DIETRICH 1951). Die entsprechenden Gefällströme führen zu starken Salzgehaltsschwankungen in diesem Übergangsgebiet. Die Beltseefront, die den Grenzbereich zwischen Ostseewasser und Kattegatwasser darstellt, wandert unter diesen Bedingungen in der Beltsee hin und her. Unter der Auswirkung stürmi-

scher Westwinde kann sie bis zur Darßerschwelle zurückweichen, bei langanhaltenden Ostwinden dagegen bis in das südliche Kattegat vordringen. Stromgeschwindigkeiten von 1-2 m/s sind in der Beltsee, dem Sund und im Fehmarnbelt keine Seltenheit (DIETRICH 1951, WYRTKI 1954). Weiter im Norden bildet sich durch das Zusammentreffen von Kattegatwasser und Nordseewasser die Skagerrakfront (KÄNDLER, 1951).

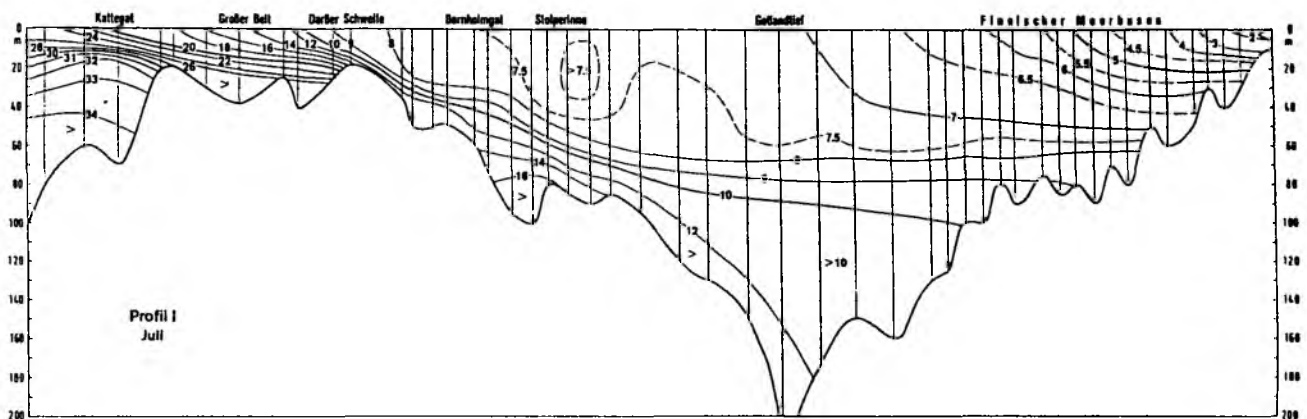


Abb. 2.3 Mittlere vertikale Verteilung des Salzgehaltes in der Ostsee im Juli, Bock(1971)

In der Abb. 2.3 ist die mittlere vertikale Verteilung des Salzgehaltes in einem Schnitt durch die Ostsee für den Monat Juli dargestellt. In den tiefen Zonen des Kattegat ist Nordseewasser ($> 30\text{‰}$) zu erkennen. Darüber schichtet sich Kattegatwasser ($30\text{‰} > S > 20\text{‰}$), das am Boden bis an die Darßerschwelle vorgedrungen ist. Generell kann nur Wasser mit einem Salzgehalt $< 20\text{‰}$ die Darßerschwelle in Richtung Ostsee überströmen. Das Ostseewasser ($< 20\text{‰}$) hat sich keilförmig über das Kattegatwasser geschoben. Im Inneren der Ostsee bestimmen die schräg nach unten verlaufenden $8-10\text{‰}$ Isohalinen die Tiefenlage der permanenten Salzgehaltssprungschicht. Zum Finnischen Meerbusen findet eine allmähliche Aussüßung des Oberflächenwassers statt. Diese generelle Struktur gilt für das gesamte Jahr, wobei die Abweichungen nur in den Extremwerten der Salzgehalte liegen. Unter extremen Wettersituationen kann jedoch die vertikale Schichtung im Bereich des Kattegat und der Beltsee durch turbulente Vermischung vollständig zerstört werden und ein größerer Einbruch salzreichen Wassers in die Ostsee stattfinden. Diese sogenann-

ten Salzeinbrüche (z. B. KÄNDLER 1951, WYRTKI 1954) können bei genügender Masse das Bodenwasser im Bornholmbecken und sogar im Gotlandbecken erneuern.

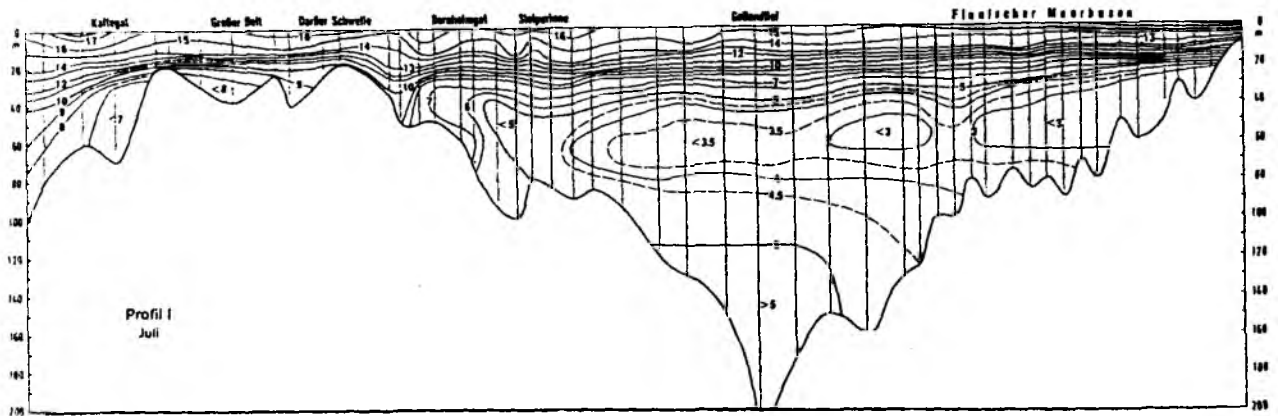


Abb. 2.4 Mittlere vertikale Verteilung der Temperatur in der Ostsee im Juli,
Lenz (1971)

In der entsprechenden mittleren vertikalen Temperaturverteilung für den Monat Juli (Abb. 2.4) erkennt man die sommerliche nahezu homogene Deckschicht mit einer darunter liegenden thermischen Sprungschicht (20-25 m), die das in den Wintermonaten gebildete Winterwasser ($3 - 5^{\circ}\text{C}$) von der Deckschicht trennt. Die thermische Deckschicht bildet sich mit Beginn der Frühjahrserwärmung, ist in den Sommermonaten voll ausgeprägt und wird zum Ende des Jahres durch die einsetzenden Herbststürme und der allmählich fortschreitenden Abkühlung erodiert.

Die vertikale Diskretisierung muß diesen Umständen Rechnung tragen, d.h. zum einen müssen die thermische und die haline Sprungschicht durch die Gitterdistanz gut aufgelöst werden, zum anderen sind die signifikanten Schwellentiefen in der Modelltopographie zu berücksichtigen. Die Schichtungsverhältnisse in der Ostsee sind im wesentlichen durch Advektion und durch turbulente Vermischung bestimmt. Die im Modell zu formulierende vertikale Diffusion muß sich an Prozessen in der Deckschicht, wie der Bildung von Sprungschichten und deren Erosion, orientieren, d.h. über Sprungschichten hinweg bedarf es niedriger Diffusionsraten, in der turbulent durchmischten Deckschicht muß die Diffusion maximale Werte erreichen.

Werden Prozesse der Deckschicht nicht durch ein gesondertes Deckschichtmodell simuliert, bedarf es eines variablen turbulenzabhängigen vertikalen Austauschansatzes, um diese Prozesse zu parametrisieren.

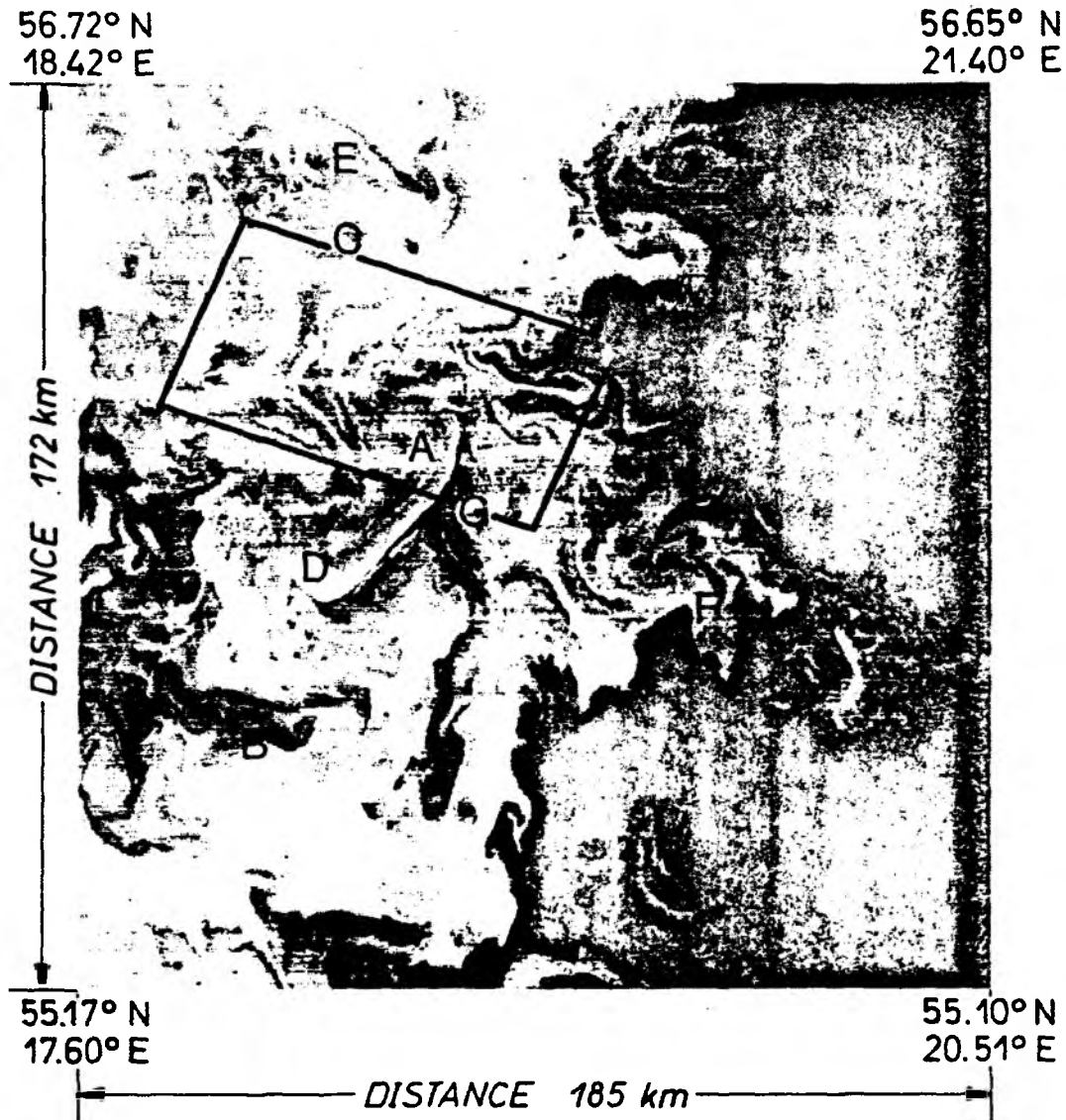


Abb. 2.5 Infrarotaufnahme der Meeresoberfläche vom 7.5.1986 (Thematic Mapper, Landsat 5) im südöstlichen Gotlandbecken; helle Grauwerte zeigen kalte Wassermassen, dunkle Grauwerte warme Wassermassen; Rechteck: PEX-Untersuchungsgebiet.

Die horizontalen Skalen der mesoskaligen Dynamik lassen sich durch die Analyse von infraroten Satellitenbildern festlegen. Abb. 2.5 zeigt eine Infrarotaufnahme der

Meeresoberfläche für den 07.05.1986 im südöstlichen Gotlandbecken, aufgenommen vom Thematic Mapper an Bord des Satelliten Landsat 5 (s. Abb. 1.2 zur geographischen Orientierung). Aufgrund der hohen räumlichen Auflösung ($120 \times 120 \text{ m}^2$ pro Bildpunkt) wird die volle Heterogenität des Temperaturfeldes deutlich. Eine Vielzahl von kalten (helle Grauwerte) und warmen (dunkle Grauwerte) Wirbeln sowie frontähnliche Strukturen sind zu erkennen. Die ausgedehnten dunklen Zonen gehören zu Wassermassen, die sich bis in die Mündungsgebiete der Flüsse Weichsel und Memel zurückverfolgen lassen. An deren seewärtigen Grenze entstehen Mäander und Wirbel. Die kleinsten Wirbel haben eine Skala von ca. 5 km. Mit dem Großbuchstaben A ist eine zyklonale Struktur gekennzeichnet, die einen Durchmesser von ca. 20 km aufweist und im Kern eine Ansammlung von wärmerem Wasser zeigt. Dieser zyklonale Wirbel ist ebenfalls in den hydrographischen Daten, die während des Baltic Sea Patchiness Experiment 1986 (PEX-Report 1989) gewonnen wurden, sichtbar (Abb. 2.6). Die Karte der dynamischen Topographie weist an der Position A (vergleiche Abb. 2.5, schwarzes Rechteck) ein dynamisches Tief auf. In dem zugehörigen Vertikalschnitt der Dichte ist die Auslenkung der Isodensen bis in Tiefen von 90 m erkennbar. Das dynamische Zentrum des Wirbels scheint sich offenbar in bzw. unterhalb der halinen Sprungschicht zu befinden. Interessant ist, daß der Wirbel zudem ein deutliches Signal an der Meeresoberfläche aufweist. Der Wirbel wanderte mit ca. 5 km/d nach Süden. AITSAM und ELKEN (1982) finden in der zentralen Ostsee ähnliche Wirbelstrukturen, deren Durchmesser 20-50 km betragen.

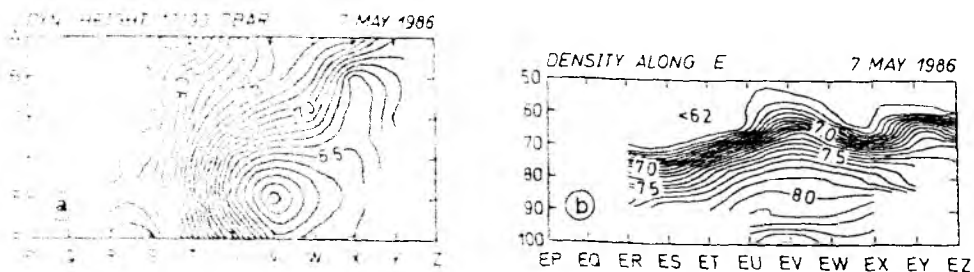


Abb. 2.6 (a) Dynamische Topographie 10/90 dbar und (b) vertikale Dichteverteilung im PEX-Gebiet, Mai 1986. PEX-Report (1989).

Die statistische Analyse von infraroten Satellitendaten liefert eine quantitative Abschätzung der mesoskaligen Temperaturstrukturen (VIEHOFF 1987, KRAUSS et al. 1990). Für das Gebiet der zentralen Ostsee wurden hierzu die infraroten Daten von 24 Überflügen des Satelliten NOAA-9 im Mai 1986 analysiert. Die Konvertierung der Strahldichten in die entsprechenden Strahlungstemperaturen orientiert sich an der von LAURITZEN et al. (1979) veröffentlichten Methode. Eine ausführliche Beschreibung der Bearbeitungsprozedur zur atmosphärischen Korrektur sowie der geographischen Entzerrung findet sich bei VIEHOFF (1987). In unterschiedlichen Regionen der zentralen Ostsee wurde jeweils über eine Fläche von $128 \times 128 \text{ km}^2$ die zweidimensionale Autokorrelationsfunktion (Abb. 2.7) und das zweidimensionale isotrope Temperaturvarianzspektrum (Abb. 2.8) berechnet.

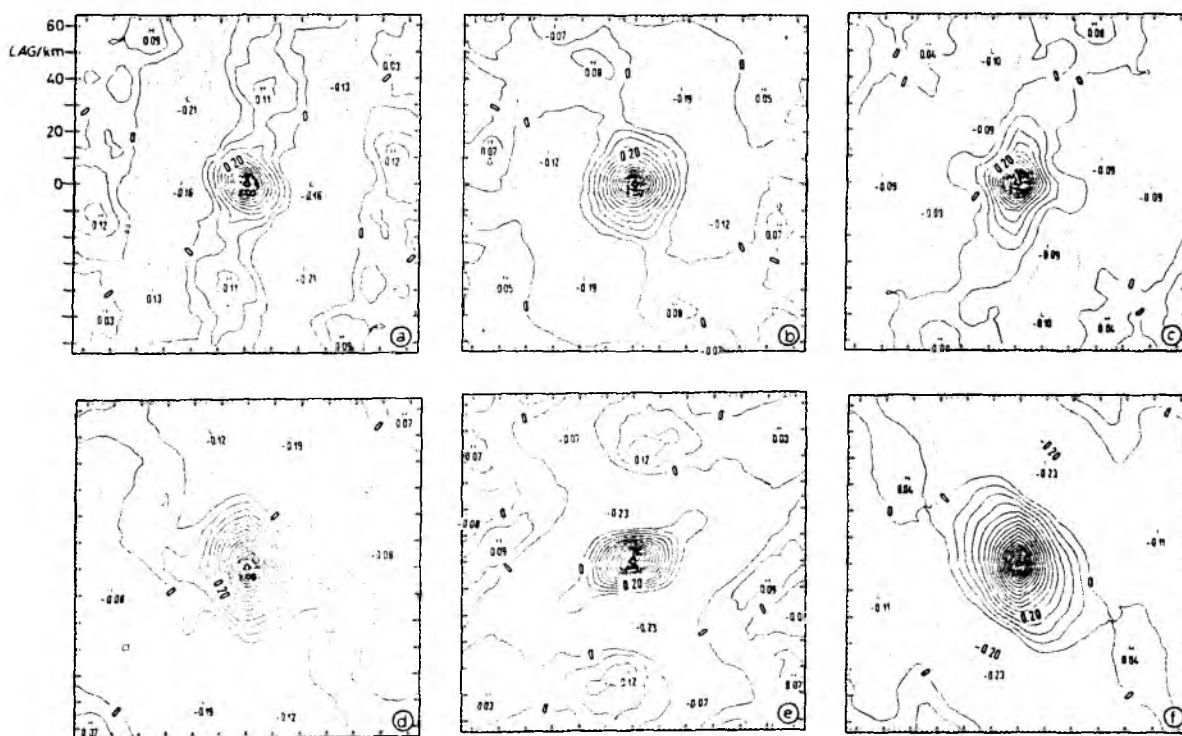


Abb. 2.7 Zweidimensionale Autokorrelationsfunktion für verschiedene Gebiete der zentralen Ostsee: (a) Westen, (b) Norden, (c) Mitte, (d) Osten, (e) Südwesten und (f) Südosten.

Der erste Nulldurchgang der Autokorrelationsfunktion liegt im Bereich von 15-35 km, wobei maximale Werte in den östlichen und südöstlichen Gebieten der zentra-

len Ostsee zu finden sind, minimale Werte ergeben sich für das Bornholmbecken. Die isotropen Anteile der entsprechenden zweidimensionalen Temperaturvarianzspektren zeigen erhöhte Varianzdichten auf einer Längenskala von 25-65 km. Unter der Annahme, daß die Ursache der Entstehung mesoskaligen Wirbelfelder durch den Prozeß der baroklinen Instabilität gegeben ist, sollten nach der Theorie der quasi-geostrophischen Turbulenz (Charney 1971), das Energiedichtespektrum und das Temperaturvarianzspektrum einen spektralen Abfall proportional k^{-3} aufweisen. Die hier berechneten Spektren zeigen im Wellenlängenbereich von 5-25 km ein derartiges spektrales Verhalten, so daß angenommen werden kann, daß ein Teil der mesoskaligen Variabilität des Temperatursignals auf barokline Anregung zurückzuführen ist. Die der statistischen Analyse zugrundeliegenden Daten decken nur einen relativ kurzen Zeitbereich ab. Es ist zu erwarten, daß für andere Jahreszeiten eine Verschiebung der Mesoskala zu kürzeren bzw. längeren Wellenlängen auftritt.

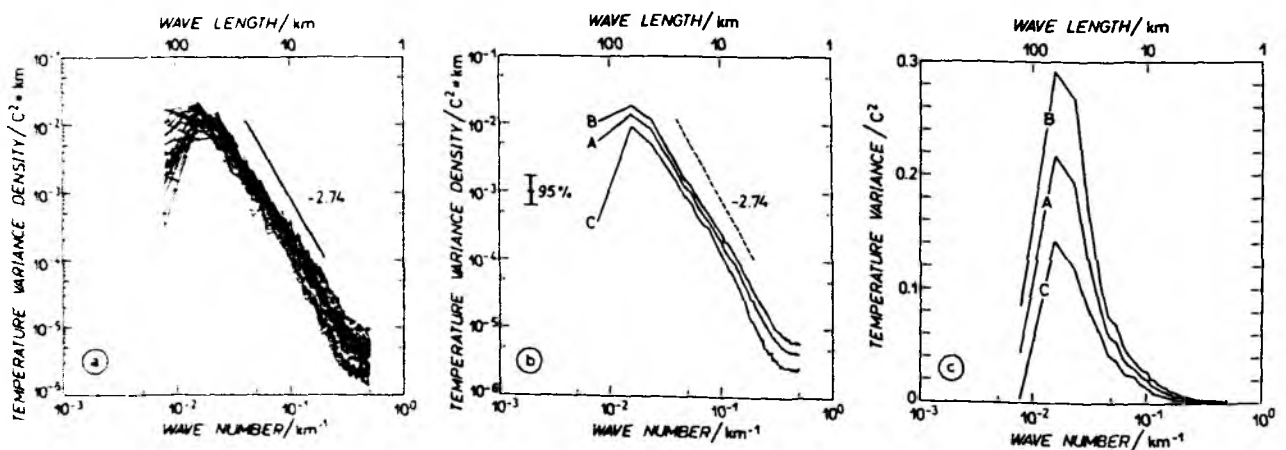


Abb. 2.8 Normalisierte isotrope Temperaturvarianzspektren:

(a) 30 Spektren an verschiedenen Tagen und aus unterschiedlichen Regionen der zentralen Ostsee, (b) mittleres Spektrum A und Standardabweichungen B & C, (c) varianzerhaltende Darstellung.

FENNEL et al. (1991) berechneten für verschiedene Regionen der Ostsee die internen Rossby Radien. Der interne Rossby Radius zeigte eine jahreszeitliche wie auch räumliche Abhängigkeit. Maximale Werte von 7 km wurden im August im Bornholmbecken erreicht, minimale Rossby Radien von 1.3 km fanden sich in der Beltsee

und im Finnischen Meerbusen. AITSAM und ELKEN (1982) geben einen für die zentrale Ostsee typischen internen Rossby Radius von 10 km an. Aus der statistischen Analyse der infraroten Satellitendaten und den Beobachtungen läßt sich der Skalenbereich der mesoskaligen Dynamik mit dem 1-6 fachen des internen Rossby Radius definieren.

Die hier gewählte horizontale Auflösung von 5 km liegt in der Größenordnung des internen Rossby Radius und scheint damit ausreichend zu sein, die mesoskalige Dynamik explizit zu berücksichtigen, ohne daß eine Parametrisierung der Wirbel nötig wäre. Die horizontale Diffusion kann deshalb so klein gewählt werden, daß nur noch subskalige Prozesse und numerisch bedingte Effekte parametrisiert werden.

Ein weiterer Prozeß, der eigentümlich für die Ostsee ist, ist bedingt durch die Binnenlage. Sieht man einmal von den engen Zugängen zur Nordsee ab, so ist die Ostsee als ein abgeschlossenes Becken zu betrachten. In Abhängigkeit der Windrichtung entstehen an den Küsten, hervorgerufen durch Ekmantransport senkrecht zur Küstenlinie, lokale Auf- und Abtriebsgebiete. WALIN (1972b) beobachtet unter verschiedenen Windlagen starke Temperaturfluktuationen im Nahbereich (5-10 km) der schwedischen Südküste. Diese Störungen können als Randwellen (barokline Kelvin-Wellen) entlang der Küste in andere Regionen abwandern, so daß die lokale Stärke des Auftriebs nicht nur von dem lokalen Antrieb abhängig ist (WALIN 1972a). Mit einem linearen baroklinen Modell mit einer schelfähnlichen Topographie zeigen GILL und CLARKE (1974), daß der windbedingte Auftrieb hybride Randwellen zwischen Schelf- und baroklinen Kelvin-Wellen erzeugt.

Ein Beispiel für eine derartige Auftriebssituation in der Ostsee ist für den 04.10.1988 in einer infraroten Satellitenaufnahme in der Abb. 2.9 dargestellt. Nach Durchzug eines Sturmtiefs mit vorwiegend westlichen Winden der Stärke 15-20 m/s hat sich entlang der schwedischen Süd- und Ostküste eine bis zu 50 km in die Ostsee hineinreichende kalte Temperaturanomalie (blaue Farbtöne) gebildet. Der windbedingte Auftrieb hat das unter der Temperatursprungschicht liegende Winterwasser bis an die Meeresoberfläche gebracht. Infolgedessen entstehen scharfe horizontale Temperaturgradienten, die auf einer Distanz von 10 km 5°C erreichen.

Eine in der Größenordnung des internen Rossby Radius gewählte horizontale Auflösung ist ausreichend, um die Effekte von windbedingtem Auftrieb im Modell zu simulieren.

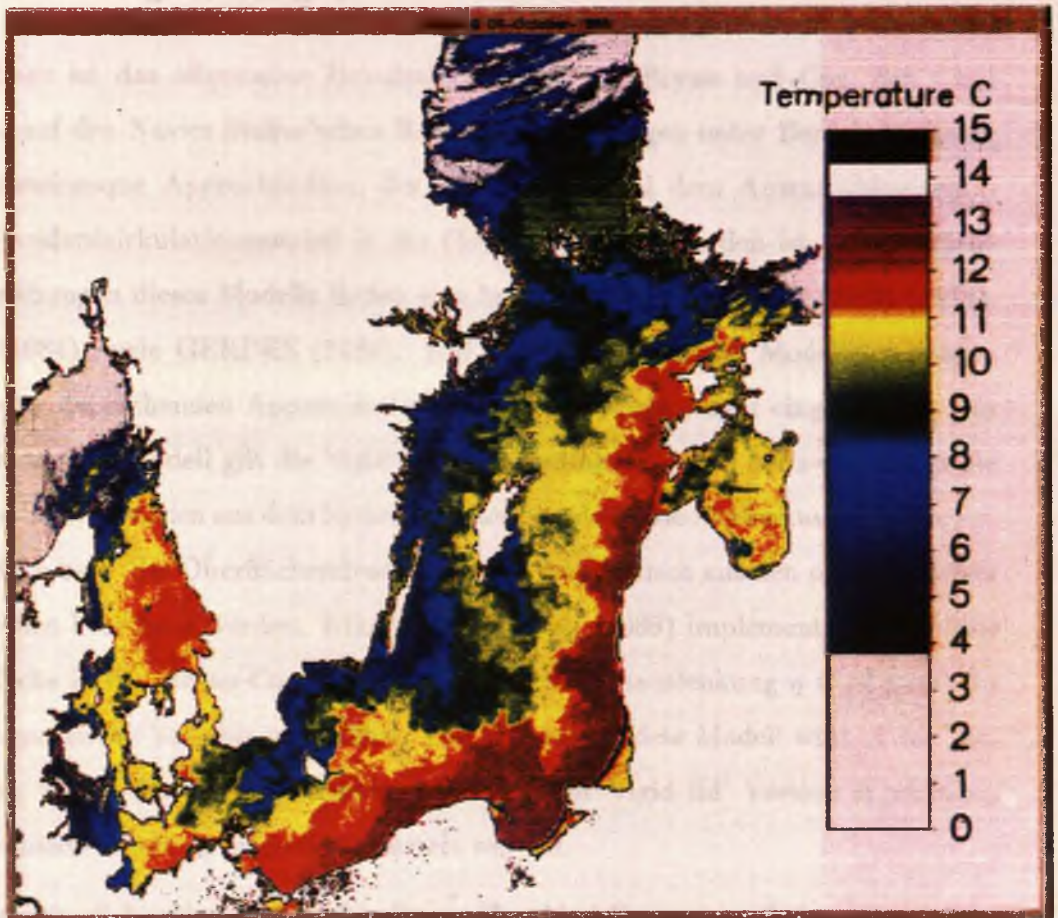


Abb. 2.9 Falschfarbendarstellung der Meeresoberflächentemperatur vom 4.10.1988, NOAA-9, Kanal 4; helle Grauwerte repräsentieren Wolken.



3 Das Ostseemodell

3.1 Modellgleichungen

Grundlage ist das allgemeine Zirkulationsmodell von Bryan und Cox, das - basierend auf den Navier Stokes'schen Bewegungsgleichungen unter Berücksichtigung der Boussinesque Approximation, der Hydrostatik und dem Austauschkonzept - zum Standardzirkulationsmodell in der Ozeanographie geworden ist. Ausführliche Beschreibungen dieses Modells finden sich bei BRYAN (1969), SEMTNER (1974), COX (1984) sowie GERDES (1988). Auf die Ableitungen der Modellgleichungen und den entsprechenden Approximationen wird hier nicht weiter eingegangen. Für das Bryan-Cox-Modell gilt die 'rigid lid' Randbedingung ($w=0$ bei $z=0$), durch die externe Schwerewellen aus dem System gefiltert werden. Die Auslenkung der Meeresoberfläche bzw. der Oberflächendruck kann nur diagnostisch aus den prognostischen Feldgrößen berechnet werden. KILLWORTH et al. (1989) implementieren die freie Oberfläche in das Bryan-Cox-Modell. Die Oberflächenauslenkung η wird nunmehr als prognostische Variable mitgeführt. Das hier verwendete Modell wird in der Version der freien Oberfläche betrieben. Die sich zur 'rigid lid' Version ergebenden Unterschiede sollen im folgenden skizziert werden.

Die ursprüngliche Konzeption des Bryan-Cox-Modells war es, Integrationszeiten von mehreren hundert bis tausend Jahren zu ermöglichen, um klimatologische Phänomene sowie allgemeine Zirkulationsprobleme des Ozeans zu untersuchen. Numerische Modelle dieser Art unterliegen bestimmten Stabilitätskriterien, die die mögliche Zeitschrittbreite begrenzen. Eine wesentliche Einschränkung ist im Courant-Friedrich-Lewy Kriterium formuliert. Wellen und advective Prozesse dürfen während eines Zeitschritts nicht mehr als eine Gitterdistanz zurücklegen. Ebenfalls ist die Ausbreitung von diffusiven Prozessen auf eine Gitterlänge pro Zeitschritt begrenzt. Die freie Oberfläche erlaubt Oberflächenschwerewellen, deren Phasengeschwindigkeit in der Größenordnung von \sqrt{gH} liegt. Typische Geschwindigkeiten für den offenen Atlantik sind im Bereich von 200 m/s zu finden. In der

Ostsee mit einer mittleren Tiefe von 55 m ergeben sich Phasengeschwindigkeiten von 25 m/s. Bei einer horizontalen Gitterbreite von 5 km ist eine Zeitschrittlänge $\Delta t \leq 200s$ vorzugeben. Aufgrund der im allgemeinen schlechteren Auflösung in den Modellen für den Atlantik ergibt sich eine ähnliche Zeitschrittbegrenzung. Die 'rigid lid' Approximation filtert die externen Schwerewellen aus dem System und erlaubt damit wesentlich größere Zeitschritte. Neben dem Effekt, daß die Geschwindigkeit der Oberflächenwellen unendlich wird, findet eine Modifikation der Langen-Wellen-Dynamik (z. B. barotrope Rossby-Wellen) statt (LE BLOND & MYSAK 1978). Damit wird jedoch die strenge Beschränkung auf den zu wählenden Zeitschritt aufgehoben und Zeitschritte in der Größenordnung von mehreren Stunden sind möglich.

Die Forderung, daß die Vertikalgeschwindigkeit an der Oberfläche Null wird, erlaubt es, eine barotrope Stromfunktion einzuführen; deren prognostische Gleichung ist eine Poisson Gleichung, die zu jedem Zeitschritt gelöst werden muß. Spezielle numerische Lösungsverfahren, sogenannte Relaxations-Verfahren, benötigen bei Modellen mit hoch variabler Küstenlinie und Bodentopographie einen Großteil der CPU-Zeit. Zudem gibt es Anzeichen, daß bei feinem Modellgitter und entsprechend variabler Topographie sowie einer verstärkten Wirbelaktivität der Relaxations-Prozeß zu Instabilitäten neigt (KILLWORTH & SMITH 1984). Erreicht der Rechenzeitaufwand zur Lösung der barotropen Stromfunktion die gleiche Dimension, die nötig wäre, um mit vielen kurzen Zeitschritten die Berechnung der barotropen Komponente in einem Modell mit freier Oberfläche durchzuführen, so erscheint es sinnvoll, von vornherein die freie Oberfläche als prognostische Variable mitzuführen. Außerdem ist eine Assimilation von Altimeter- und anderen Daten in das Ozeanmodell leicht möglich (KILLWORTH et al. 1989).

Ein weiterer Effekt, der sich durch die 'rigid lid' Bedingung ergibt, ist die Divergenzfreiheit der barotropen Massentransportstromfunktion. Über jeden Querschnitt des Modellbeckens ist die Summe des Massentransportes gleich Null. Dies bedeutet für die Ostsee mit ihren schmalen Durchgängen zum Kattegat, daß zu keinem Zeitpunkt ein Transport durch die Beltsee und den Sund in die gleiche Richtung stattfinden kann. Unter bestimmten Wetterlagen gibt es jedoch sehr wohl einen gleichgerichte-

ten Transport durch die Belte und den Sund. Das Modell in der 'rigid lid' Version ist deshalb ungeeignet, den Wasseraustausch zwischen Nord- und Ostsee durch das Kattegat und die Beltsee korrekt zu beschreiben.

Die Impulsbilanz in der Version der freien Oberfläche wird wie folgt festgelegt:

$$u_t + \Gamma(u) - fv = -ma^{-1}(p/\rho_0)_\lambda + F^u \quad (1)$$

$$v_t + \Gamma(v) + fu = -a^{-1}(p/\rho_0)_\phi + F^v, \quad (2)$$

wobei der advective Operator Γ definiert wird durch

$$\Gamma(\mu) = ma^{-1} [(u\mu)_\lambda + (v\mu m^{-1})_\phi] + (w\mu)_z. \quad (3)$$

Mit ϕ und λ geographische Breite und Länge und a als Erdradius sind die restlichen Variablen wie folgt definiert:

$$m = \sec \phi \quad n = \sin \phi \quad f = 2\Omega \sin \phi \quad u = a\lambda_t/m \quad v = a\phi_t. \quad (4)$$

ρ_0 ist eine Referenzdichte und die Terme F^u, F^v spezifizieren turbulente Effekte, die weiter unten festgelegt werden. Der lokale Druck ist durch die hydrostatische Relation gegeben:

$$p = p_s + P_L + \int_z^0 g\rho dz, \quad (5)$$

mit

$$p_s = \rho_0 g \eta(\lambda, \phi, t). \quad (6)$$

p_s definiert den Druck an der Meeresoberfläche, der sich durch die Auslenkung der freien Oberfläche η ergibt. P_L bezeichnet den Luftdruck, der im Modell ebenfalls Berücksichtigung findet.

Die Kontinuitätsgleichung lautet:

$$\Gamma(1) = 0. \quad (7)$$

Die Erhaltungsgleichungen für Temperatur und Salz werden in einer allgemeinen Gleichung für die Tracer T zusammengefaßt:

$$T_t + \Gamma(T) = F^T. \quad (8)$$

F^T subsummiert diffusive Effekte die auf T wirken. Die Dichtegleichung weicht von der allgemein im Princeton Modell benutzten Form ab (BRYAN & COX, 1972). Salze, die durch den Flußwassereintrag in die Ostsee gelangen, verändern die chemische Zusammensetzung des Meerwassers. MILLERO und KREMLING (1976) stellen für die Ostsee eine spezifische Zustandsgleichung auf, in der die im Flußwasser gelösten Salze berücksichtigt werden. Aufgrund der geringen Wassertiefe der Ostsee ist der adiabatische Effekt auf die Temperatur vernachlässigbar, so daß die Zustandsgleichung für die in situ Temperatur und den Salzgehalt definiert wird. Die genaue Formulierung findet sich im Anhang A; ihre allgemeine Form lautet:

$$\rho = \rho(T_{is}, S). \quad (9)$$

Turbulente Effekte ergeben sich zu:

$$F^u = A_{MV}u_{zz} + A_{MHa}^{-2} [\nabla^2 u + (1 - m^2 n^2)u - 2nm^2 v_\lambda] \quad (10)$$

$$F^v = A_{MV}v_{zz} + A_{MHa}^{-2} [\nabla^2 v + (1 - m^2 n^2)v + 2nm^2 u_\lambda] \quad (11)$$

$$F^T = [(K_{TV}/\delta)T_z]_z + K_{TH}a^{-2}\nabla^2 T \quad (12)$$

mit

$$\nabla^2 \mu = m^2 \mu_{\lambda\lambda} + m(\mu_\phi/m)_\phi, \quad (13)$$

wobei A_{MH} und A_{MV} die horizontalen und vertikalen Austauschkoeffizienten für den Impuls, K_{TH} und K_{TV} die entsprechenden Koeffizienten für die Diffusion der Tracer darstellen. Die vertikalen Austauschkoeffizienten werden in Abhängigkeit der Richardson Zahl R_i berechnet. Der hierzu gewählte Ansatz wird im Abschnitt 5.2 diskutiert.

Der Effekt vertikal instabiler Dichteschichtung wird normalerweise durch einen Ansatz der konvektiven Adjustierung parametrisiert. Im Falle der statischen Instabilität wird der vertikale Diffusionskoeffizient unendlich und die benachbarten Wasservolumina werden vollständig vermischt. Dieser Prozeß wird durch ein Zweischrittverfahren realisiert. Im ersten Schritt wird der vertikale Dichtegradient für die Schichten 1:2, 3:4, 5:6, etc. berechnet, bei Instabilität erfolgt vollständige Vermischung der Tracer, im zweiten Schritt werden die Schichten 2:3, 4:5, 6:7, etc. betrachtet. Dieses Verfahren kann mehrmals während eines Zeitschritts durchlaufen werden. Abweichend hiervon findet im Ostseemodell bei instabiler Schichtung und gleichen Boxvolumina der beteiligten Schichten ein vollständiger Austausch von Temperatur und Salzgehalt statt. Sind die Boxvolumina der beteiligten Schichten ungleich, werden Temperatur und Salzgehalt anteilig vermischt. Der Mechanismus der konvektiven Vermischung im Falle von vertikal instabiler Schichtung ist durch die δ -Funktion definiert:

$$\delta = \begin{cases} 1 & , \quad \rho_z < 0 \\ 0 & , \quad \rho_z > 0. \end{cases} \quad (14)$$

Das System wird durch die folgenden Randbedingungen vervollständigt. An der seitlichen Berandung gelten 'no slip' für den Impuls und Isolation für die Tracer:

$$u = v = T_n = 0, \quad (15)$$

wobei 'n' die normal Komponente zur Berandung ist. Für die Tracer bedeutet dies: kein Fluß durch die seitliche Berandung. An der Oberfläche wird Stetigkeit des Impulsflusses sowie der Flüsse für Temperatur und Salz gefordert:

$$\rho_0 A_{MV}(u_z, v_z) = (\tau^\lambda, \tau^\phi) \quad (16)$$

$$K_{TV}T_z = FTS \quad z = 0 \quad (17)$$

$$w = \eta_t + uma^{-1}\eta_\lambda + va^{-1}\eta_\phi \quad (18)$$

Die Windschubspannung τ und der Fluß an der Oberfläche FTS für die Tracer werden im Kapitel 4 durch geeignete Beziehungen spezifiziert. Am Boden gilt:

$$\rho_0 A_{MV}(u_z, v_z) = (\tau_B^\lambda, \tau_B^\phi) \quad (19)$$

$$T_z = 0 \quad z = -H \quad (20)$$

$$w = -mua^{-1}H_\lambda - va^{-1}H_\phi. \quad (21)$$

Die Bodenreibung τ_B wird über ein Reibungsgesetz zweiter Ordnung realisiert, auf das im Abschnitt 5.3 eingegangen wird.

Wie in der 'rigid lid' Version wird eine Aufspaltung der Geschwindigkeit in einen barotropen (externen) und baroklinen (internen) Mode vorgenommen.

$$u = U/H + u' \quad v = V/H + v', \quad (22)$$

wobei (U, V) den vertikal integrierten (barotropen) Massenfluß definieren

$$U = \int_{-H}^{\eta} u dz \quad V = \int_{-H}^{\eta} v dz \quad (23)$$

und (u', v') die baroklinen Komponenten, deren vertikales Integral über z per Definition Null ist.

$$\int_{-H}^{\eta} u' dz = \int_{-H}^{\eta} v' dz = 0 \quad (24)$$

Die prognostischen Gleichungen des barotropen Modes ergeben sich dann zu:

$$\eta_t + a^{-1} [mU_{\lambda} + m(Vm^{-1})_{\phi}] = 0 \quad (25)$$

$$U_t - fV = -ma^{-1}gH\eta_{\lambda} + A_{MH}a^{-2}H [\nabla^2(U/H) + (1 - m^2n^2)U/H - 2nm^2(V/H)_{\lambda}] + X \quad (26)$$

$$V_t + fU = -a^{-1}gH\eta_{\phi} + A_{MH}a^{-2}H [\nabla^2(V/H) + (1 - m^2n^2)V/H + 2nm^2(U/H)_{\lambda}] + Y \quad (27)$$

Die Gleichungen entsprechen den Beziehungen, wie sie sich aus der Theorie der langen Schwerewellen ableiten lassen (z. B. KRAUSS 1973), wobei der barotrope Transport mit der Impulsbilanz gleichzusetzen ist, in der ein expliziter Reibungsterm und der vertikalintegrierte Antrieb (X,Y) hinzugefügt worden sind.

$$X = -ma^{-1}(\partial/\partial\lambda) \int_{-H}^{\eta} u^2 dz - a^{-1}(\partial/\partial\phi) \int_{-H}^{\eta} uv dz - ma^{-1} \int_{-H}^{\eta} (P_L)_{\lambda} dz - ma^{-1} \int_{-H}^{\eta} dz \int_z^0 g\rho_{\lambda} dz + \int_{-H}^{\eta} A_{MV}u_{zz} dz \quad (28)$$

$$Y = -ma^{-1}(\partial/\partial\lambda) \int_{-H}^{\eta} uv dz - a^{-1}(\partial/\partial\phi) \int_{-H}^{\eta} v^2 dz - a^{-1} \int_{-H}^{\eta} (P_L)_{\phi} dz - a^{-1} \int_{-H}^{\eta} dz \int_z^0 g\rho_{\phi} dz + \int_{-H}^{\eta} A_{MV}v_{zz} dz \quad (29)$$

Der Windstress und die Bodenreibung bilden über das vertikale Integral von $A_{MV}(u,v)_{zz}$ einen direkten Teil des Antriebs der barotropen Gleichung. Der barokline und der barotrope Mode werden zeitlich asynchron integriert. Für die barotrope Integration sind die antreibenden Kräfte, die in X und Y subsummiert sind,

zeitlich invariant. Während das barotrope Strömungsfeld auf kurzer Zeitskala variiert, wird angenommen, daß Terme, die in X und Y zusammengefaßt sind, sich auf der baroklinen Zeitskala ändern. Diese beinhalten die vertikalintegrierten Anteile des Dichtefeldes, der nichtlinearen Terme, des Luftdruckgradienten sowie den Windschub und die Bodenreibung.

Diese Annahme ist nicht unproblematisch, es werden damit die nichtlinearen Wechselwirkungen (baroklin-baroklin, barotrop-barotrop) unterdrückt (Scherungseffekt, KRAUSS 1973, KIELMANN 1981) und die Koppelung zwischen dem baroklinen Dichtefeld und dem barotropen Mode aufgehoben. Die sich schnell entwickelnden ageostrophischen Bewegungskomponenten des barotropen Modes stellen für den baroklinen Mode ein weißes Spektrum dar und können unter ungünstigen Bedingungen zu numerischer Instabilität führen (KILLWORTH et al. 1989). Im Modell werden deshalb die barotropen Gleichungen mit einem Prediktor-Korrektor-Verfahren (Euler Backward) integriert, das die Eigenschaft hat, unerwünschte hochfrequente Bewegungsanteile zu eliminieren (MESINGER & ARAKAWA 1976). Die Lösung des barotropen Modes beinhaltet dadurch im wesentlichen nur noch geostrophisch balancierte Anteile.

Eine detaillierte Beschreibung der numerischen Implementation der freien Oberfläche findet sich in KILLWORTH et al. (1989).

4 Antreibende Kräfte

4.1 Windschub

An der Oberfläche wirkt die Windschubspannung (30) als der wesentliche Energie-lieferant für die Modelldynamik:

$$\tau = cd \varrho_l |\vec{V}_w| \vec{V}_w, \quad (30)$$

wobei ϱ_l synonym für die Dichte der Luft, cd für den Schubspannungskoeffizienten und \vec{V}_w für die Windgeschwindigkeit steht. cd ist abhängig von der Windgeschwindigkeit, der Stabilität der Luftsäule sowie von der Wellenhöhe. Der vertikale Dichtegradient der Luftsäule bestimmt die statische Stabilität, die sich durch die Differenz der virtuellen Temperaturen zwischen Luft und Meeresoberfläche berechnen läßt. Bei instabiler Schichtung erhöht sich der Reibungskoeffizient, wobei dieser Effekt bei Windgeschwindigkeiten oberhalb 20 m/s minimal wird (ISEMER & HASSE 1988). Für die Ostsee liegen für den betrachteten Zeitraum keine ausreichenden Beobachtungen über die vertikale Stabilität der Luftsäule vor, so daß der Effekt auf den Schubspannungskoeffizienten hier nicht berücksichtigt wurde. In der Literatur werden von verschiedenen Autoren unterschiedliche funktionale Zusammenhänge zur Bestimmung des Reibungskoeffizienten angegeben (Tabelle 4.1.1). BLAKE (1991) gibt einen Überblick über bisherige Ansätze und liefert selbst eine Beziehung für den Schubspannungskoeffizienten in Abhängigkeit der Windgeschwindigkeit und der Wellenhöhe. Blake räumt jedoch ein, daß der Effekt der Wellenparameter auf die Windschubspannung weitere Untersuchungen erfordert. Diese sollten das Wellenspektrum, Effekte der Wellenausbreitung in Bezug auf die Windrichtung sowie das Zusammenwirken von Dünung und Windsee berücksichtigen.

Man findet in der Literatur keine eindeutige Präferenz für einen bestimmten Ansatz. Die nichtlineare Struktur des Schubspannungskoeffizienten wird am besten durch die Ansätze von HASSELMANN et al. (1988) und LARGE & POND (1981) angenähert (Abb. 4.1.1).

Tabelle 4.1.1 Schubspannungskoeffizient $c_d \cdot 10^3$

	Koeffizient	Bereich
Garra (1977)	$0.75 + 0.067 \vec{V}_w $	$0 < \vec{V}_w < 25 \text{ m/s}$
Large & Pond (1981)	1.14	$4 < \vec{V}_w \leq 10 \text{ m/s}$
	$0.49 + 0.065 \vec{V}_w $	$10 \leq \vec{V}_w < 25 \text{ m/s}$
Hasselmann (1988)	1.29	$0 < \vec{V}_w < 7.5 \text{ m/s}$
	$0.8 + 0.065 \vec{V}_w $	$7.5 < \vec{V}_w < 50 \text{ m/s}$
Blake (1991)	$A_0 + (A_1 + B_1 H) \vec{V}_w $	$ \vec{V}_w $
	$+ (A_2 + B_2 H) \vec{V}_w ^2$	$6 < \vec{V}_w < 22 \text{ m/s}$

mit $A_0 = 9.3977 \cdot 10^{-4}$; $A_1 = -1.4024 \cdot 10^{-5}$;

$B_1 = -5.9499 \cdot 10^{-6}$; $A_2 = 3.9827 \cdot 10^{-6}$; $B_2 = 6.5299 \cdot 10^{-8}$

Im Modell wurde eine Variation zu der Form von Large und Pond benutzt.

$$10^{-3} c_d = \begin{cases} 2.24 & , \quad 4 < |\vec{V}_w| \leq 10 \text{ m/s} \\ (1.975 - 0.0375 |\vec{V}_w|)(0.49 + 0.065 |\vec{V}_w|) & , \quad 10 < |\vec{V}_w| < 25 \text{ m/s} \end{cases} \quad (31)$$

Im Laufe der Modellrechnungen zeigte sich, daß die prognostizierten Wasserstände generell zu niedrige Amplituden aufwiesen. Die Variation der Bodenreibung lieferte keine Verbesserung der Ergebnisse. Die im Modell berechneten Windgeschwindigkeiten stehen in guter Übereinstimmung zu den Beobachtungen, so daß die Differenz der simulierten Wasserstände zu den Messungen offensichtlich durch ein Defizit im Eintrag der Windenergie begründet ist. Durch die Modifikation der Funktion des Schubspannungskoeffizienten konnte eine zufriedenstellende Simulation der Wasserstandsverteilungen erzielt werden. Die modifizierte Funktion (Abb. 4.1.1) erhöht den Windschub in den schwachen bis mittleren Windstärken, für große Windgeschwindigkeiten findet eine Näherung an die bekannten Funktionen statt. Ob die in der Literatur angegebenen funktionalen Zusammenhänge für Modellrechnungen generell zu niedrige Werte liefern oder ob der zusätzliche Energiebedarf eine Schwäche dieses Modelltyps darstellt, konnte hier nicht geklärt werden.

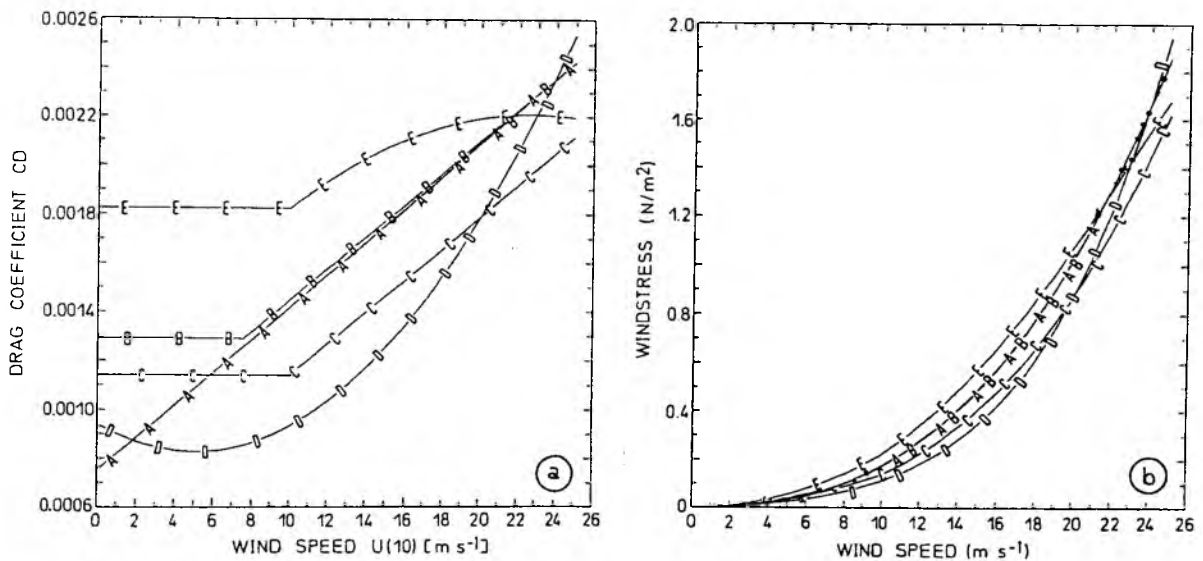


Abb. 4.1.1 Vergleich der Schubspannungskoeffizienten (a) und Windschubspannungen (b):
A Garratt (1977); B Hasselmann (1988); C Large & Pond (1981);
D Blake (1991), $H=5$; E hier verwendete Form

Aus dem Europamodell des Deutschen Wetterdienstes wurden halbtägige Bodendruckdaten für den Zeitraum vom 01.01.1989-31.03.1990 bereitgestellt. Der Gitterpunktabstand beträgt 100 km (die Daten stammen aus einer ursprünglichen Version; seit Januar 1991 befindet sich das Modell im Routinebetrieb bei einer horizontalen Maschenweite von 50 km). Für die Berechnung des Windes an der Meeresoberfläche wurden zunächst die Druckdaten auf ein 3-Stunden- Intervall interpoliert. Dadurch werden abrupte Änderungen im Druckfeld vermieden und ein glatter Übergang zwischen den einzelnen Druckfeldern gewährleistet. Die Windschubspannungen werden an jedem Gitterpunkt zu jedem 3-Stunden-Intervall berechnet. Würde man diese Daten vorab berechnen, so wäre ein immenser Speicherbedarf (0.2 MByte pro 3-Stunden- Intervall) nötig. Eine andere Möglichkeit bestände darin, die Windschubspannungen aus den Bodendruckdaten direkt im Modell zu bestimmen, was sich jedoch ungünstig auf den Rechenzeitverbrauch pro Zeitschritt auswirken würde. Deshalb wurden die Druckdaten durch ein zweidimensionales Polynom dritter Ordnung über die Methode der Kleinsten Quadrate approximiert. Der mittlere RMS-Fehler der Anpassung ergab sich zu $\leq 1 \text{ hPa}$ (0.2 m/s).

Pressure of 31-10-89 12UTC

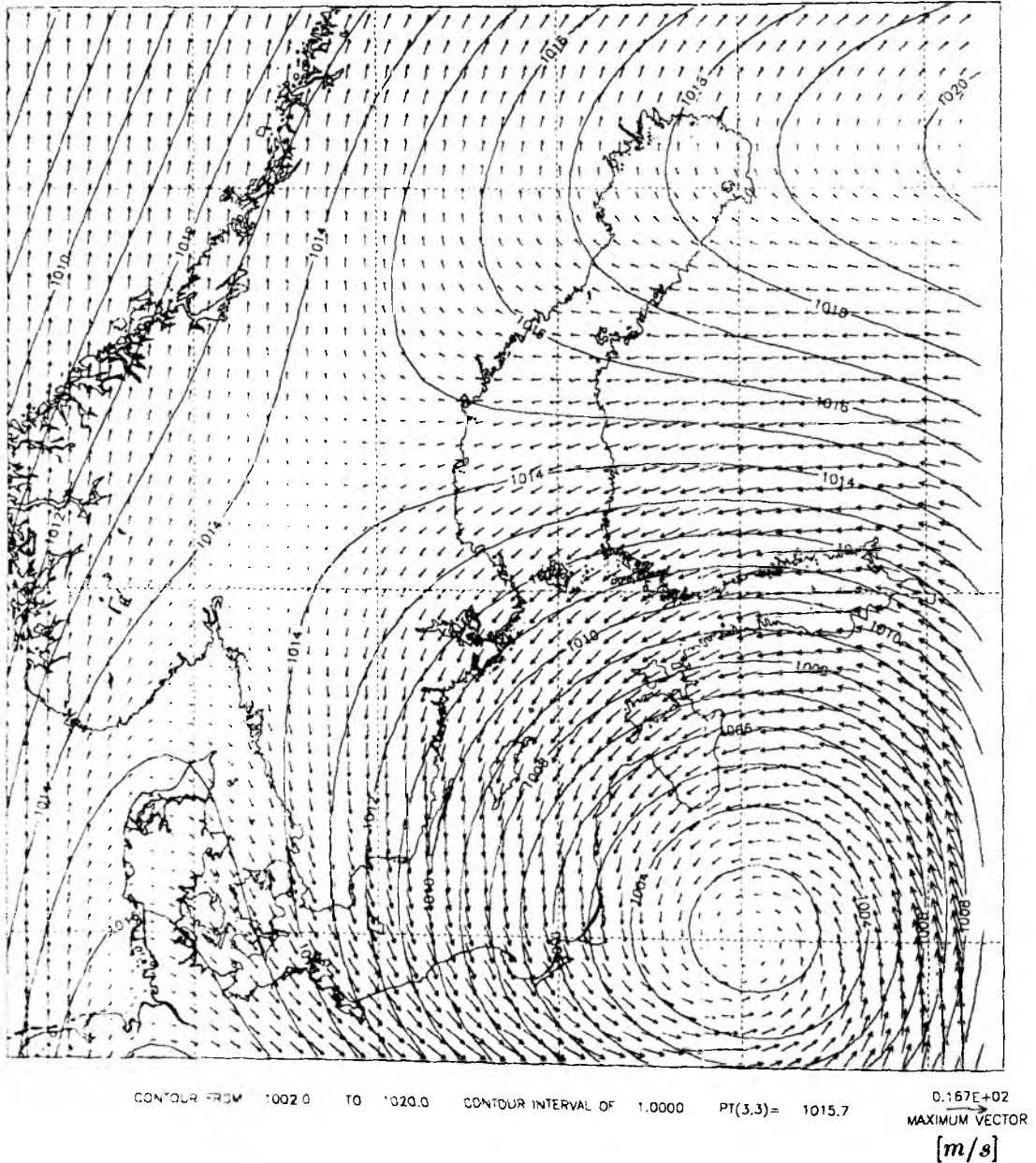


Abb. 4.1.2 (a) Bodendruckverteilung und quasi-geostrophisches Windfeld

Aus den 16 Koeffizienten des zweidimensionalen Polynoms dritter Ordnung wird im Modell das Bodendruckfeld auf den Gitterpunkten rekonstruiert und über die Geostrophische Beziehung der geostrophische Wind \vec{V}_g berechnet. Der Wind an der Meeresoberfläche (10 m) wird über einen konstanten Reduktionskoeffizienten $|\vec{V}|/|\vec{V}_g| = 0.7$ und einem Ablenkungswinkel von 17° bestimmt (HASSE 1974, BUMKE & HASSE 1988). Diese einfache quasi-geostrophische Approximation

wird allgemein in der Ozeanographie komplizierteren Modellen der atmosphärischen Grenzschicht vorgezogen.

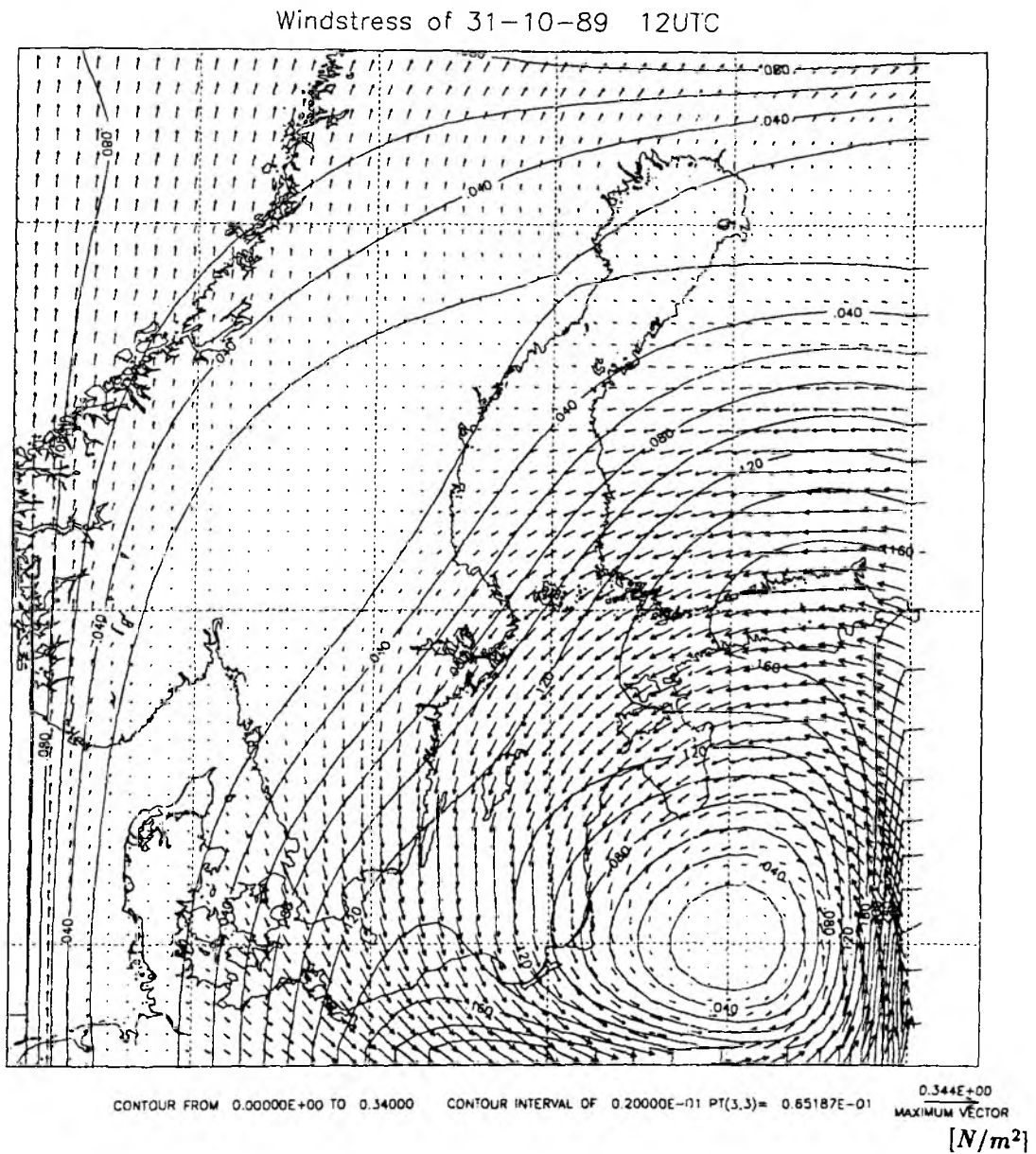


Abb. 4.1.2 (b) Vektorfeld und Betrag der Windschubspannung, cd nach Large
& Pond (1981)

Abb. 4.1.2 zeigt exemplarisch das quasi-geostrophische Windfeld und den nach (30) berechneten Windschub für den 31.10.1989. Deutlich wird hier, daß aufgrund der geographischen Ausdehnung der Ostsee der Windschub in Richtung und Stärke über weite Gebiete der Ostsee variiert, so daß unterschiedliche Regionen einen un-

terschiedlichen Energieeintrag erfahren. Dies führt zu einem komplizierten Eigenschwingungsverhalten (Seiches) und aufgrund des Küstenlinienverlaufs zur Bildung von lokal unterschiedlichen Auf- und Abtriebsgebieten.

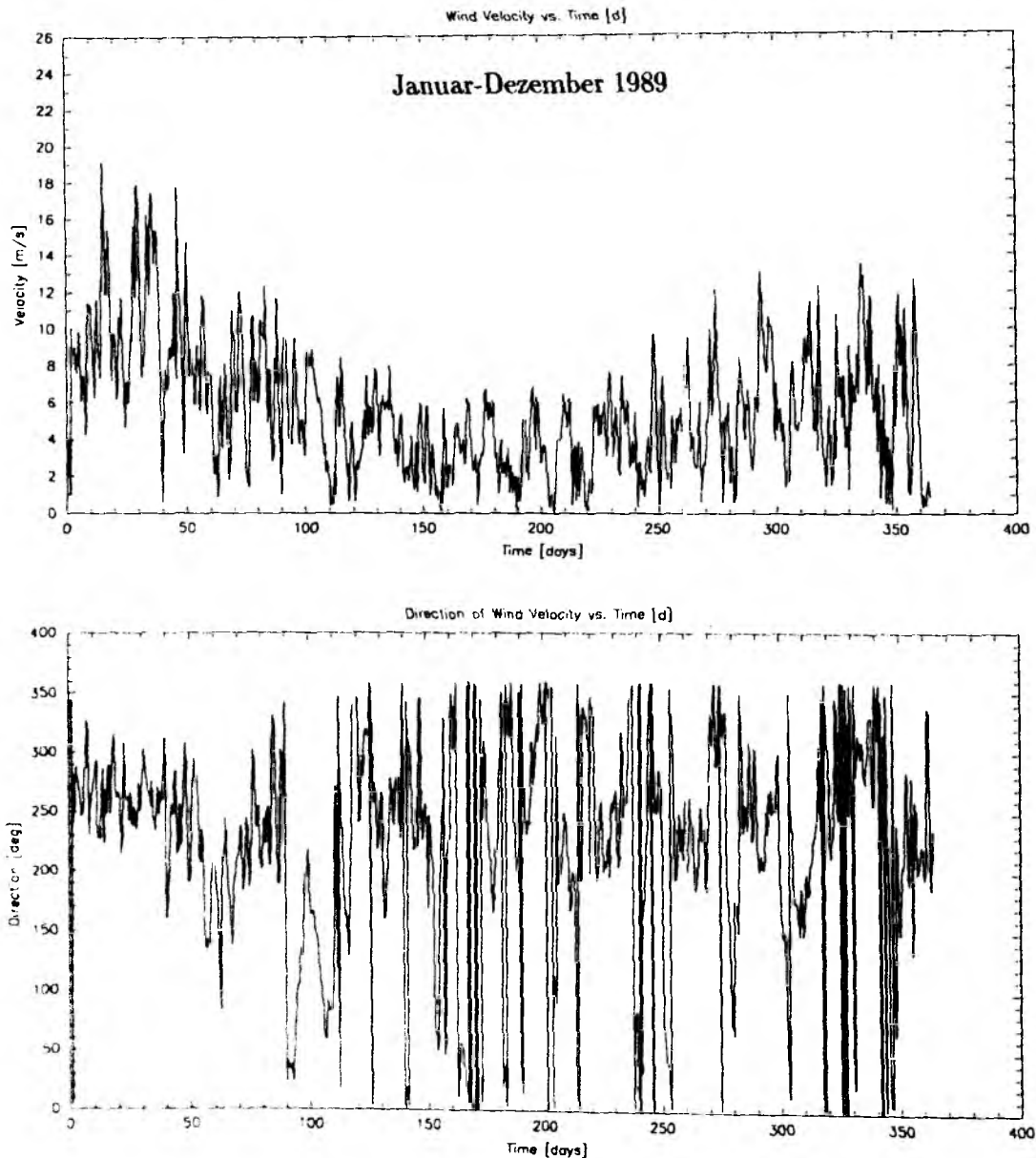


Abb. 4.1.3 Flächenmittel der Windgeschwindigkeit über der Ostsee, 1989

Der über die Fläche der Ostsee gemittelte Wind (Abb. 4.1.3) für das Jahr 1989 zeigt deutlich ein jahreszeitabhängiges Signal. Im Januar und Februar treten maximale Windgeschwindigkeiten bis zu 19 m/s bei reinen Westwindlagen auf. Von

Ende März bis Ende August werden nur selten Werte von 10 m/s erreicht. In dieser Periode zeigt die Richtung des Windvektors die größte Variabilität. Zum Ende des Jahres liegen die Maxima bei 13 m/s, wobei die stärksten Signale mit Winden aus westlichen Richtungen verknüpft sind. Von diesen gemittelten Werten können lokal in Richtung und Stärke erhebliche Abweichungen auftreten. So werden im Januar für das Gebiet des Skagerrak, des Kattegat, der Beltsee sowie Teilen der westlichen Ostsee Windgeschwindigkeiten bis zu 25 m/s aus westlicher Richtung erreicht. In den Herbst- und Wintermonaten ist damit Einstrom von salzreichem Wasser atlantischen Ursprungs wahrscheinlich. Im Frühling und Sommer herrschen Ausstromlagen vor. Die Herbst bzw. Winterstürme begünstigen durch turbulente Vermischung eine Homogenisierung der Wassersäule bis hinab zur halinen Sprungschicht.

In den Sommer- oder Spätsommermonaten können starke Stürme zur Auflösung der thermischen Sprungschicht führen. KRAUSS (1981) zeigt anhand eines hydrographischen Datensatzes, der während des BOSEX-Experimentes 1977 gewonnen wurde, wie der Durchzug mehrerer Zyklonen verbunden mit starken West- und Nordwestwinden, zur Erosion der sommerlichen Temperatursprungschicht führt. Die Stürme erzeugten kräftige Trägheitswellen, in deren Scherungsfeld minimale Richardson Zahlen von 0.25 erreicht wurden. Richardson Zahlen dieser Größenordnung sind ein Indikator für das Brechen interner Wellen und einer turbulenten Vermischung.

Nimmt man in erster Näherung an, daß an der Oberfläche in der freien Ostsee die Ekman-Dynamik vorherrscht, so läßt sich ein Triftstrom in Abhängigkeit des vertikalen Austauschkoeffizienten und des Windschubes nach (32) berechnen.

$$V_e = \frac{\tau}{\sqrt{\rho A_z 2\Omega \sin \varphi}} \quad (32)$$

In der Abb. 4.1.4 ist in Abhängigkeit der Windgeschwindigkeit und des vertikalen Austauschkoeffizienten die resultierende Ekman-Geschwindigkeit an der Meeresoberfläche dargestellt, wobei der Windschub τ nach der Beziehung von LARGE & POND (1981) berechnet wurde. Zu einer gegebenen Windstärke kann die ent-

sprechende Geschwindigkeit des Triftstromes abgelesen werden. Für hohe Windgeschwindigkeiten treten Triftströme in der Größenordnung von mehreren Metern pro Sekunde in Abhängigkeit des vertikalen Austausches auf. Die Wahl des vertikalen Austausches ist somit streng mit der Ekman-Dynamik verknüpft.

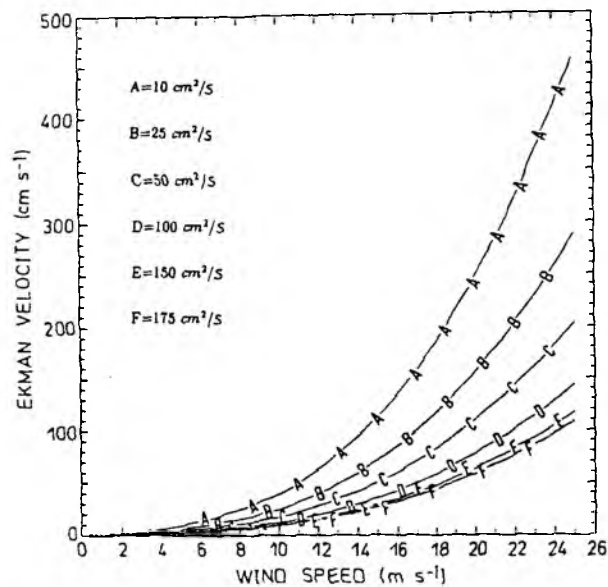
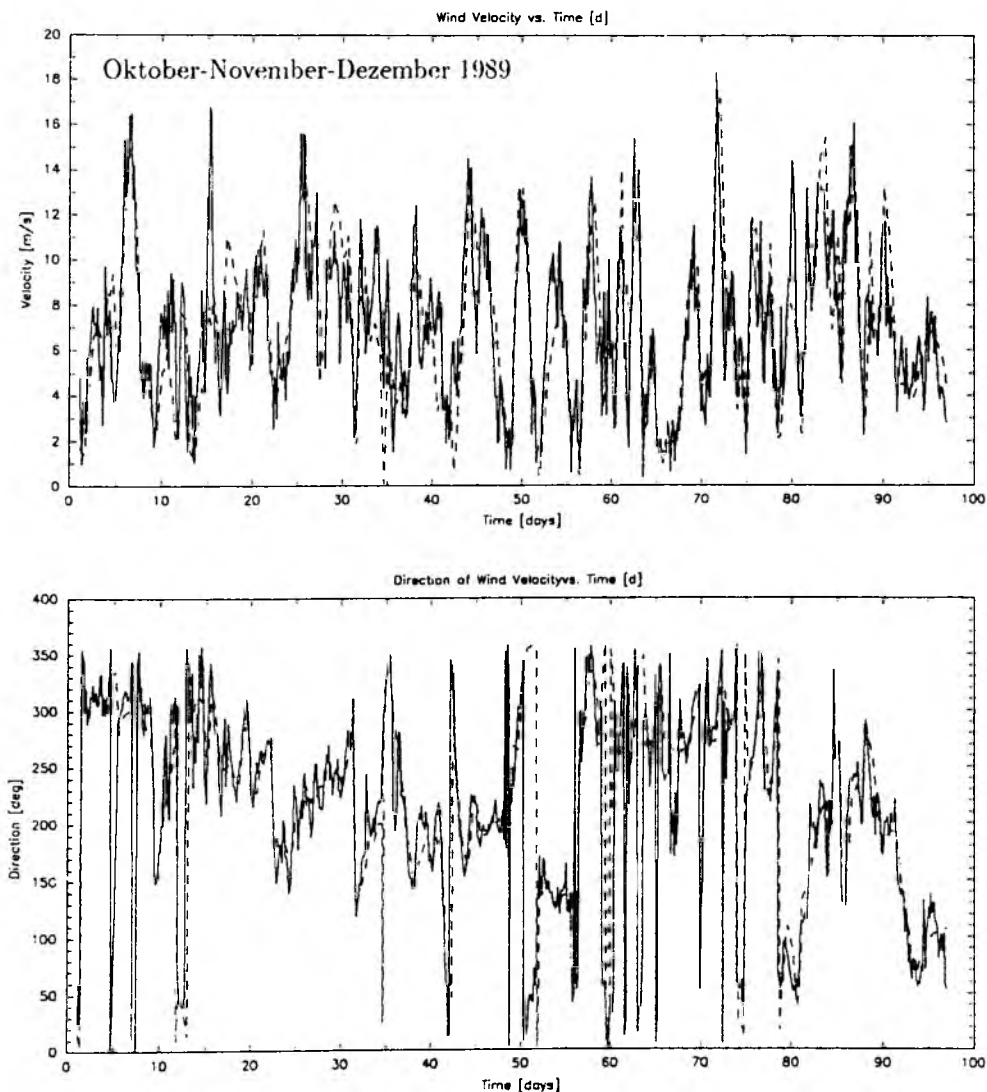


Abb. 4.1.4 Ekman-Geschwindigkeit an der Meeresoberfläche in Abhängigkeit des Windes und des vertikalen Austausches.

Die hier betrachteten Zeitskalen beziehen sich nicht so sehr auf jahreszeitliche Variationen im Windfeld, vielmehr besteht das eigentliche Interesse an kurzperiodischen Fluktuationen im Bereich von Tagen bis Monaten. Ob der einfache quasi-geostrophische Ansatz die Variationen im Windfeld und damit in der Wind Schubspannung korrekt wiedergibt, läßt sich durch einen Vergleich mit gemessenen Winddaten bestimmen. Aus dem dänischen Monitoring Programm im Großen Belt wurden hierzu Winddaten, die auf der Insel Sprogø gemessen wurden, bereitgestellt. Die vorliegenden Daten umfassen den Zeitbereich vom 01.06.-31.12.1989 bei einer Abtastrate von 3 Stunden. Abb. 4.1.5 zeigt die Zeitreihen der gemessenen Windgeschwindigkeiten und die aus den Bodendruckfeld berechneten quasi-geostrophischen Winddaten im Vergleich. Die generelle Übereinstimmung ist hoch, Amplituden und Richtungen werden überwiegend richtig berechnet. Es gibt jedoch auch diverse Ereignisse, in denen die Abweichungen der Windgeschwindigkeiten mehrere Meter pro

Sekunde übersteigen. Offensichtlich handelt es sich hierbei um einzelne Phänomene, die in dem zugrundeliegenden Bodendruckfeld nicht enthalten sind. Die Differenzen liegen im Zeitbereich von Tagen und lassen sich deshalb nicht durch Effekte an Fronten erklären. Da die hier verwendeten Daten aus der Erprobungsphase des Europamodells stammen, können die Differenzen möglicherweise auf ein Fehlverhalten in der Bodengrenzschicht zurückgeführt werden (KRAUSS 1992, pers. Mitteilung).



**Abb. 4.1.5 Vergleich der Windgeschwindigkeiten ($56^{\circ}19.9'N$; $10^{\circ}58.1'E$)
vom 01.10.-31.12,1989: gemessene Daten (durchgezogen), berechnete
Windgeschwindigkeiten (gestrichelt)**

Statistisch lassen sich die Meßreihen durch ihre Autospektren vergleichen (Abb. 4.1.6). Im niederfrequenten Bereich ($\tau > 1$ d) zeigen die Spektren hohe Kohärenz, bei übereinstimmender Phasenlage. Hochfrequente Anteile ($\tau < 1$ d) können in den halbtägigen Bodendruckdaten nicht enthalten sein, so daß das Kohärenzspektrum unter das 95%-Niveau der Null-Kohärenz-Hypothese absinkt. Entsprechend ergibt sich ein größerer spektraler Abfall des Modellwindes. Erhöhte Varianzdichten im Periodenbereich von 2 bis 4.6 Tagen lassen sich der synoptischen Skala zuordnen.

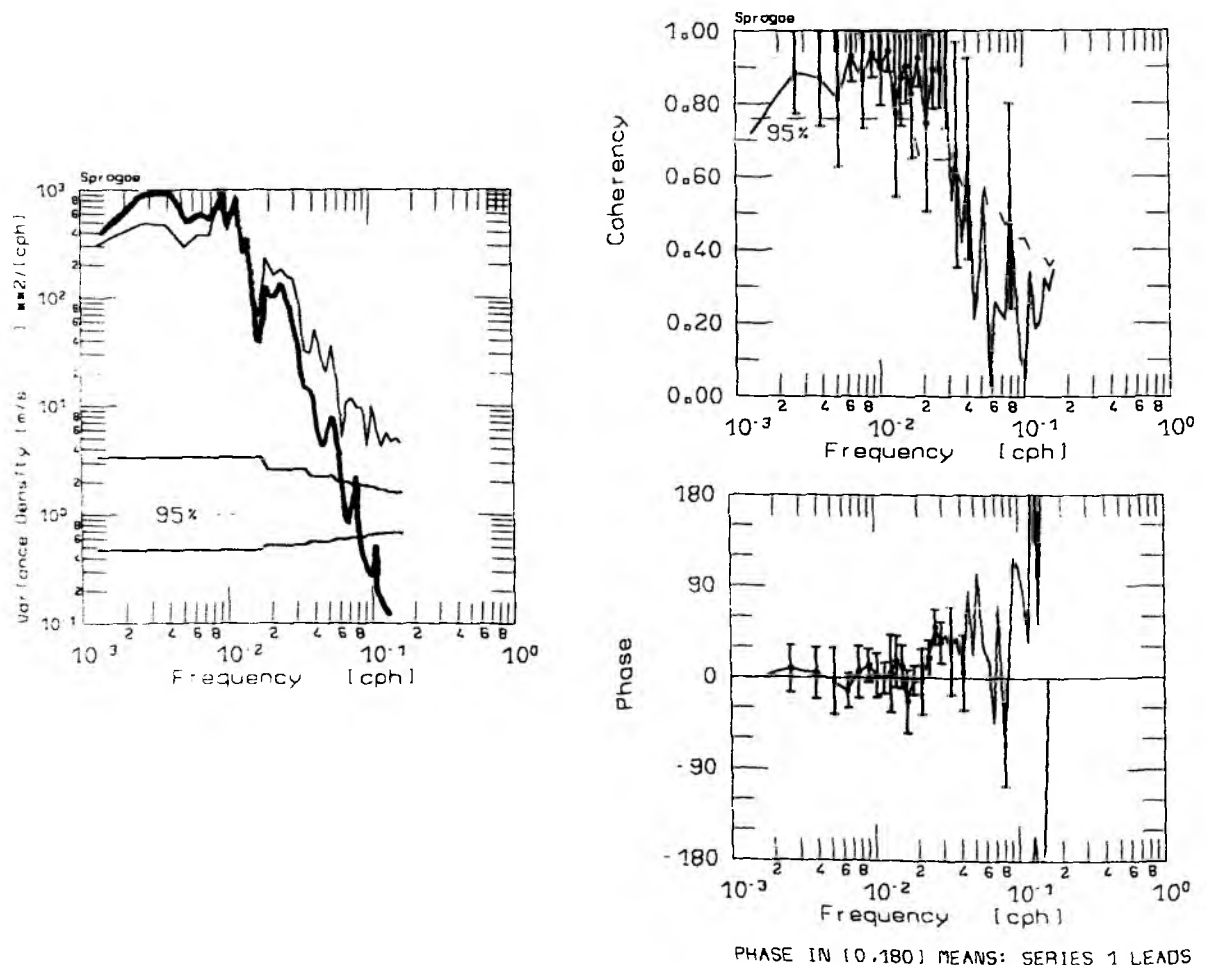


Abb. 4.1.6 Spektraler Vergleich der Windgeschwindigkeiten ($56^{\circ}19.9'N$; $10^{\circ}58.1'E$):
gemessene Daten (dünne Linie), berechnete Winddaten (dicke Linie)

4.2 Luftdruckgradient

Der horizontale Luftdruckgradient ist ein weiterer externer Energielieferant für die Modelldynamik. So zeigt KIELMANN (1981), daß der Druckeffekt wesentlich an der Anregung von Seiches niederer Ordnung beteiligt ist und daß Wasserstandsänderungen bis zu 20 cm allein auf den Druckeffekt zurückzuführen sind.

DRUCKEFFEKT 31-10-89 12 UTC

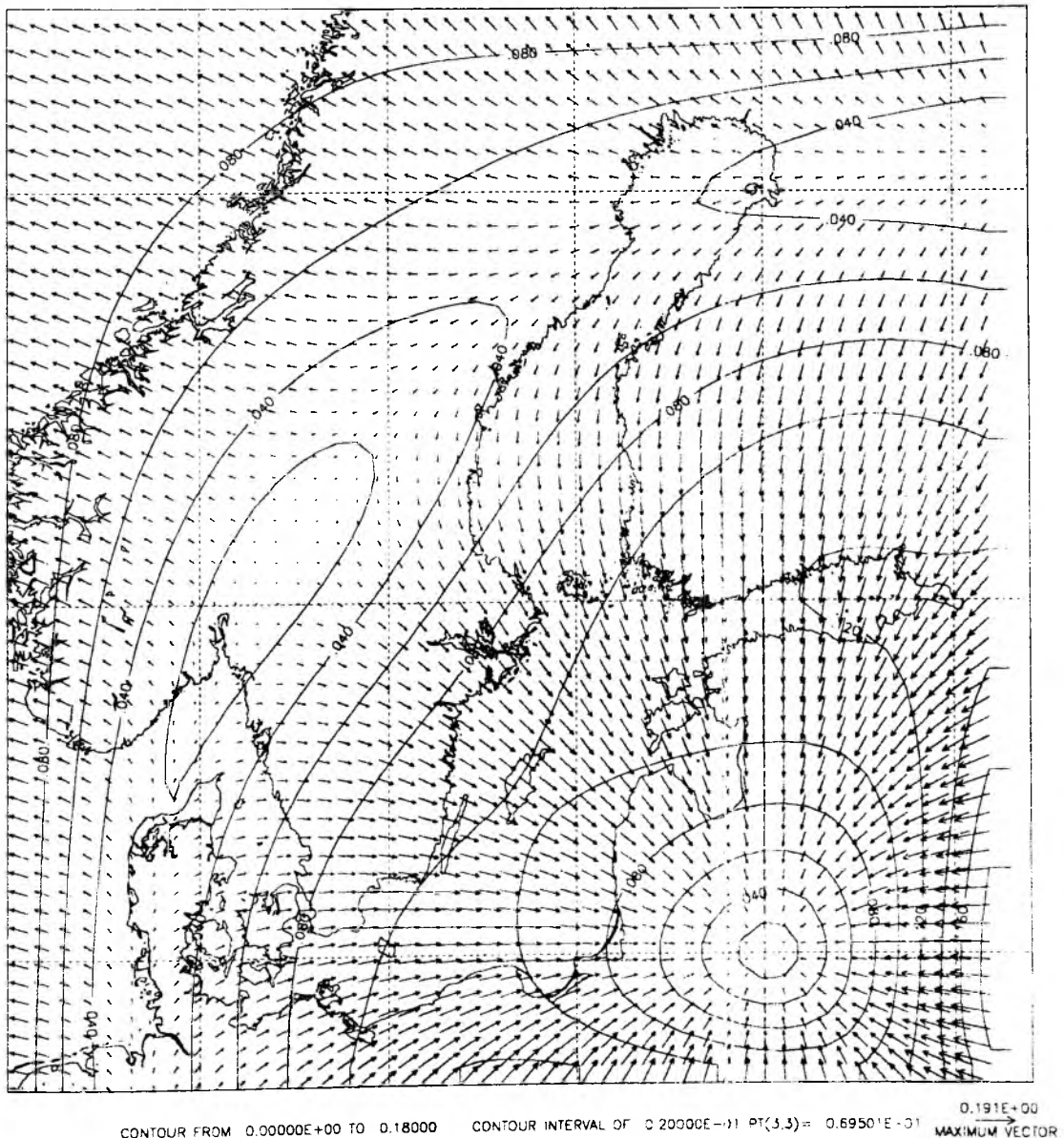


Abb. 4.2.1 Vektorfeld und Betrag der Schubspannung aufgrund des Druckeffektes

Im Gegensatz zum Windschub, der am obersten Modellniveau angreift, wirkt der Druckgradient, wegen der Inkompressibilität, auf die gesamte Wassersäule und regt eine barotrope Strömung an. Der horizontale Gradient des Bodenluftdrucks wird aus den bereits für den Windschub benötigten Daten berechnet. Multipliziert man den horizontalen Druckgradienten mit der mittleren Wassertiefe der Ostsee, so ergibt sich eine dem Windschub entsprechende Schubspannung. Das auf dem Druckeffekt basierende Kraftfeld ist in der Abb. 4.2.1 für den 31.10.1989 dargestellt. Die Schubspannung an der Meeresoberfläche erfährt unter Berücksichtigung des horizontalen Luftdruckgradienten eine Drehung nach rechts, in Richtung des tiefen Luftdrucks.

4.3 Thermohaliner Antrieb

Jahreszeitlich bedingte Temperatur- und Salzgehaltsänderungen an der Meeresoberfläche werden durch eine entsprechende Klimatologie simuliert. An der Oberfläche ist ein vorzugebender Wärmefluß Q und ein Frischwasserfluß $V-N$ zu spezifizieren. Q ist dabei die Summe über den Wärmefluß durch einfallende solare Strahlung minus dem netto aufwärtsgerichteten Fluß der langwelligen Abstrahlung, dem latenten Wärmefluß und dem Fluß fühlbarer Wärme. Für die Ostsee steht jedoch für den betrachteten Zeitraum ein derartiger Datensatz nicht zur Verfügung. Anstatt die Flüsse an der Oberfläche direkt vorzugeben, besteht die Möglichkeit, aus beobachteten Temperaturen und Salzgehalten die entsprechenden Flüsse über einen Newtonschen Dämpfungsterm zu parametrisieren (HANEY 1971). Die Oberflächenrandbedingung für Temperatur und Salz ergibt sich damit zu:

$$A_{TV}T_z = \gamma_T \delta z_1 (T^* - T_1) \quad (33)$$

$$A_{TV}S_z = \gamma_S \delta z_1 (S^* - S_1). \quad (34)$$

γ legt eine Zeitskala fest, in der sich die Modellwerte der obersten Schicht (δz_1 oberste Schichtdicke) an die Beobachtungswerte (T^*, S^*) anpassen. γ wurde so bestimmt, daß die vom Modell vorhergesagte mittlere horizontale Temperaturverteilung dem entsprechenden Monatsmittel (LENZ 1971) der Ostsee entspricht. Eine zu starke

Flußbedingung ($\gamma > 0.5$) zwingt das oberste Modellniveau auf die vorgegebenen Randwerte, so daß die im Modell sich entwickelnde Dynamik der Oberfläche stark gedämpft wird. Eine zu schwache Flußbedingung ($\gamma < 1 \cdot 10^{-3}$) dämpft die Amplitude der vorgegebenen Fluktuationen von Temperatur und Salz. Die Vorgabe der Oberflächenflüsse von Temperatur und Salz ist nicht unabhängig von der vertikalen Diffusion zu treffen. Die Flußbedingung an der Meeresoberfläche stellt die den Jahreszeiten entsprechende Menge von Wärme und Salz zur Verfügung. Die vertikale Diffusion steuert deren Aufnahme und Verteilung. Da jedoch weder hinreichende Informationen über die Oberflächenflüsse noch der vertikalen Diffusion vorliegen, wurde anhand einzelner Experimente eine gemeinsame Justierung der vertikalen Diffusion und des thermohalinen Antriebs durch den Vergleich mit den Monatsmittelverteilungen von Temperatur und Salz (LENZ 1971, BOCK 1971) vorgenommen.

Der thermohaline Antrieb durch Niederschlag und Verdunstung ist nur schwer abzuschätzen. Es fehlen auch hier entsprechende Daten. Im Jahresmittel halten sich V-N die Waage. Der Süßwassereintrag durch den festländischen Abfluß ist dagegen recht gut bestimmt und beträgt im langjährigen Mittel $479 \text{ km}^3/\text{Jahr}$. Die Flußwasserzufuhr zur Ostsee weist einen starken Jahresgang auf. Für die Ostsee einschließlich der Beltsee liegen die Extrema im Februar mit 22.7 km^3 und im Mai mit 66.1 km^3 (BROGMUS 1952).

Die klimatologischen Daten wurden für jeden Monat aus Monatskarten des Salzgehaltes und der Temperatur auf einem $50 \times 50 \text{ km}$ Maschennetz abgetastet (TOMCZAK & GOEDECKE 1962, GOEDECKE, SMED & TOMCZAK 1967, LENZ 1971, BOCK 1971). Mittels Objektiver Analyse wurde der Datensatz auf das Modellgitter interpoliert. Eine zeitliche Interpolation auf 7.5 Tage diente dazu, einen glatten Übergang zwischen den Monatsmitteln zu gewährleisten. Neben der jahreszeitlichen Fluktuation der Temperatur an der Oberfläche ist durch die Vorgabe des Oberflächensalzgehaltes implizit der Effekt von Niederschlag und Verdunstung sowie des Süßwassereintrages auf die thermohaline Zirkulation enthalten. Eine Berücksichtigung des Massenzuwachses durch den festländischen Abfluß findet jedoch nicht statt.

5 Diffusion und Reibung

5.1 Horizontaler Austausch

Die Diffusion von Impuls sowie Temperatur und Salz wird durch das Austauschkonzept realisiert. Im allgemeinen erfolgt der Impuls- oder Stoffaustausch durch turbulente Bewegungsvorgänge. Inwiefern diese Prozesse im Modell Berücksichtigung finden, wird primär durch den horizontalen wie vertikalen Gitterabstand festgelegt.

Die spektrale Analyse infraroter Satellitendaten für die zentrale Ostsee zeigt ein mesoskaliges Temperaturvarianzmaximum auf einer Skala zwischen 25-60 km. Der beobachtete spektrale Abfall läßt die Annahme zu, daß das mesoskalige Wirbelfeld an der Meeresoberfläche im wesentlichen durch den Mechanismus der baroklinen Instabilität entstanden ist. Hieraus folgt, daß maximal instabile Wellen bei einer Wellenlänge der Größenordnung $2\pi R_i$ zu finden sind und damit der Durchmesser der mesoskaligen Wirbel proportional zu πR_i ist. Bei einem baroklinen Rossby Radius zwischen 5 und 10 km scheint die gewählte horizontale Maschenweite von 5 km geeignet zu sein, die mesoskalige Struktur der Ostsee explizit aufzulösen. Der horizontale Austauschkoeffizient für Impuls wird so gewählt, daß auf der Subskala keine Anhäufung von Energie stattfinden kann.

Der horizontale Diffusionskoeffizient von Temperatur und Salz unterliegt mehr numerischen Gesichtspunkten. Die numerische Dispersion des Advektionsschemas kann zu Werten der advehierten Größen führen, die physikalisch unrealistisch sind (GERDES 1988, GERDES, KÖBERLE & WILLEBRAND 1988). Da bei einem Modell, das mit einem realistischen Windfeld angetrieben wird, von vornherein nicht abzuschätzen ist, wie groß die advektiven Prozesse werden können, wurde der Diffusionskoeffizient während der Experimente festgelegt und zwar derart, daß selbst unter extremen Situationen numerisch bedingte dispersive Effekte unterdrückt werden. Die Vorgabe einer genügend großen Vermischung zur Unterdrückung der dispersiven Effekte ist aus numerischen Gründen notwendig, wünschenswert wäre

eine Anpassung der Diffusion an den augenblicklichen Bewegungszustand im Modell. Denkbar wäre eine Koppelung der horizontalen Diffusion an das Feld der relativen Vorticity. Experimente mit variabler horizontaler Diffusion wurden hier jedoch nicht durchgeführt.

5.2 Vertikaler Austausch

Mit der expliziten Auflösung von mesoskaligen Wirbeln in numerischen Modellen der ozeanischen Zirkulation braucht ein wesentlicher Prozeß der horizontalen Vermischung nicht mehr parametrisiert werden. Im horizontalen Austauschkoeffizienten werden nunmehr numerisch bedingte Effekte und subskalige Prozesse subsummiert. Vertikale Vermischungsprozesse sind abhängig von der Schichtung und vom vertikalen Scherungsfeld der Bewegung (DIETRICH et. al 1975). Mit einem räumlich und zeitlich konstanten vertikalen Diffusionskoeffizienten wird die vertikale turbulente Vermischung sicherlich nur ungenügend beschrieben. GARGETT (1984) schlägt basierend auf Beobachtungen eine Abhängigkeit des vertikalen Diffusionskoeffizienten invers proportional zur n -ten Potenz von der Brunt-Väiälä Frequenz N vor, mit der Konsequenz, daß die Diffusion in Bereichen schwacher Stabilität anwächst. CUMMINS et al. (1989) zeigen, daß allgemeine numerische Zirkulationsmodelle sensitiv auf eine Abhängigkeit der vertikalen Diffusion von der lokalen Stabilität reagieren. MUNK und ANDERSON (1948) stellen einen funktionalen Zusammenhang zwischen der Richardson Zahl R_i und dem vertikalen Austauschkoeffizienten von Impuls sowie Temperatur und Salz auf. Mit einem ähnlichen Ansatz zeigen PACANOWSKI und PHILANDER (1981) mit einem Modell für den tropischen Ozean, daß die von der Richardson Zahl abhängige Vermischung im Gegensatz zu konstantem vertikalen Austausch, eine erhebliche Verbesserung der Modellergebnisse bringt. In diesem Zusammenhang ist die richtige Spezifizierung des vertikalen Wärmeflusses an der Meeresoberfläche wichtig, da der Fluß die Stabilität im oberen Ozean beeinflußt und damit die lokale Vermischung.

Der im Ostseemodell gewählte Vermischungsansatz ergibt sich in Anlehnung an

MUNK und ANDERSON (1948) zu:

$$A_{MV} = \text{MAX}\left(\frac{A_0}{(1 + \alpha R_i)^n}, A_{\min}\right) \quad (35)$$

$$K_{TV} = \text{MAX}\left(\frac{K_0}{(1 + \beta R_i)^m}, K_{\min}\right) \quad (36)$$

mit

$$R_i = \frac{N^2}{\left|\frac{\partial u}{\partial z}\right|^2}, \quad N^2 = \frac{g}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial z}$$

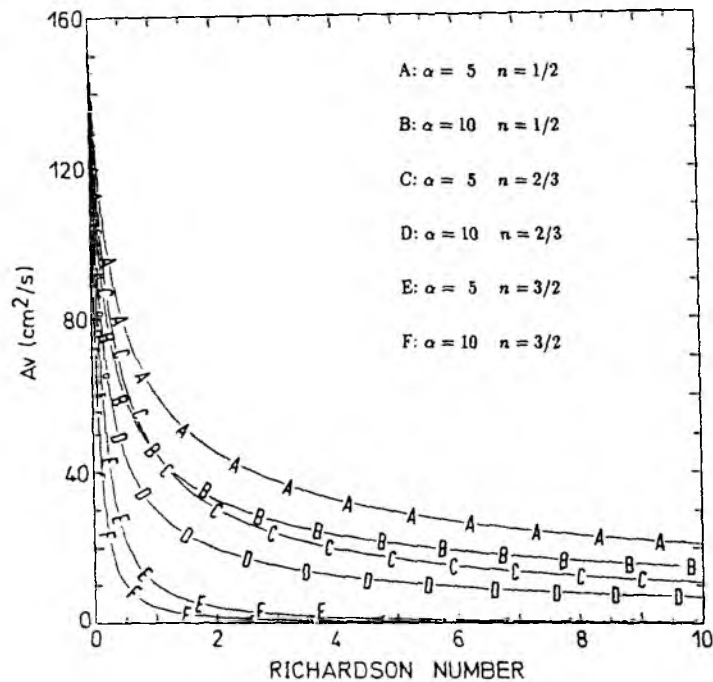


Abb. 5.2.1 Vertikale Diffusion in Abhängigkeit der Richardson Zahl

Abb. 5.2.1 zeigt die Abhängigkeit der aktuellen Vermischung von der Richardson Zahl bei unterschiedlicher Wahl von α und n . Hier wird nur der Fall der Impulsdiffusion dargestellt, für die Diffusion von Temperatur bzw. Salz wird die Werteachse lediglich durch 100 geteilt, der Kurvenverlauf bleibt identisch. Durch die Vorgabe der Parameter α und n läßt sich die Größe des Austausches bei gegebener Richardson Zahl justieren. Für Richardson Zahlen $R_i < 0.5$ wird das Wasser turbulent vermischt und in einen homogenen Zustand überführt (DIETRICH et. al 1975),

so daß entsprechend der vertikale Austauschkoeffizient maximale Werte erreichen muß. Die Berücksichtigung numerisch bedingter dispersiver Effekte erfordert jedoch auch für $R_i > 0.5$ eine angemessene Diffusion. Die Justierung von α und n stellt deshalb ein diffiziles Problem dar. Man findet in der Literatur verschiedene Werte für die adjustierbaren Größen. Das wesentliche Problem besteht darin, daß der vertikale Austausch im Meer nur eine schwer bestimmbare Größe darstellt. Hier ist zudem das vertikale Profil des vertikalen Austausches vorzugeben. Die vertikale Vermischung ist abhängig von dem aktuellen Bewegungszustand des Ozeans sowie von der lokalen Schichtung. Diese werden geprägt durch externe Kräfte und den Flüssen von Temperatur und Salz an der Oberfläche. Eine von der Richardson Zahl abhängige Vermischung koppelt direkt den vertikalen Impulsaustausch mit der vertikalen Diffusion von Temperatur und Salz. Die Wahl einer zu großen Diffusion führt zu einer irreversiblen Vermischung, die in der zeitlichen Entwicklung das System zu unrealistischen Werten hintreibt.

A_{min} und K_{min} spezifizieren eine Hintergrunddiffusion, die dispersive Effekte vermeidet. A_0 legt zum einen die Ekmantiefe fest, die im allgemeinen mit der Tiefe der Deckschicht identifiziert wird und zum anderen bestimmt sie die Stärke des winderzeugten Triftstromes (32) an der Meeresoberfläche (Abb. 4.1.4).

In der Abb. 5.2.2 wird die Wirkungsweise der gewählten Parametrisierung anhand einer Zeitreihe (1.10.-7.10.89) aus der zentralen Gotlandsee demonstriert. Anfang Oktober werden durch Westwinde der Stärke 6 kräftige Trägheitsschwingungen angeregt. Die vertikale Scherung der horizontalen Strömungskomponenten führt zu kleinen Richardson Zahlen, die eine entsprechende Diffusion bewirken. Mit der Abnahme der Windgeschwindigkeit geht die vertikale Scherung an der Oberfläche zurück und die Trägheitswellen klingen allmählich ab. Infolge ist ein Anstieg der Richardson Zahlen und eine entsprechende Reduzierung der Diffusion zu verzeichnen.

MATTHÄUS (1977) gibt in Übereinstimmung mit HELA (1966) für die zentrale Ostsee mittlere Wärmeaustauschkoeffizienten an. Bei sehr großer Stabilität der

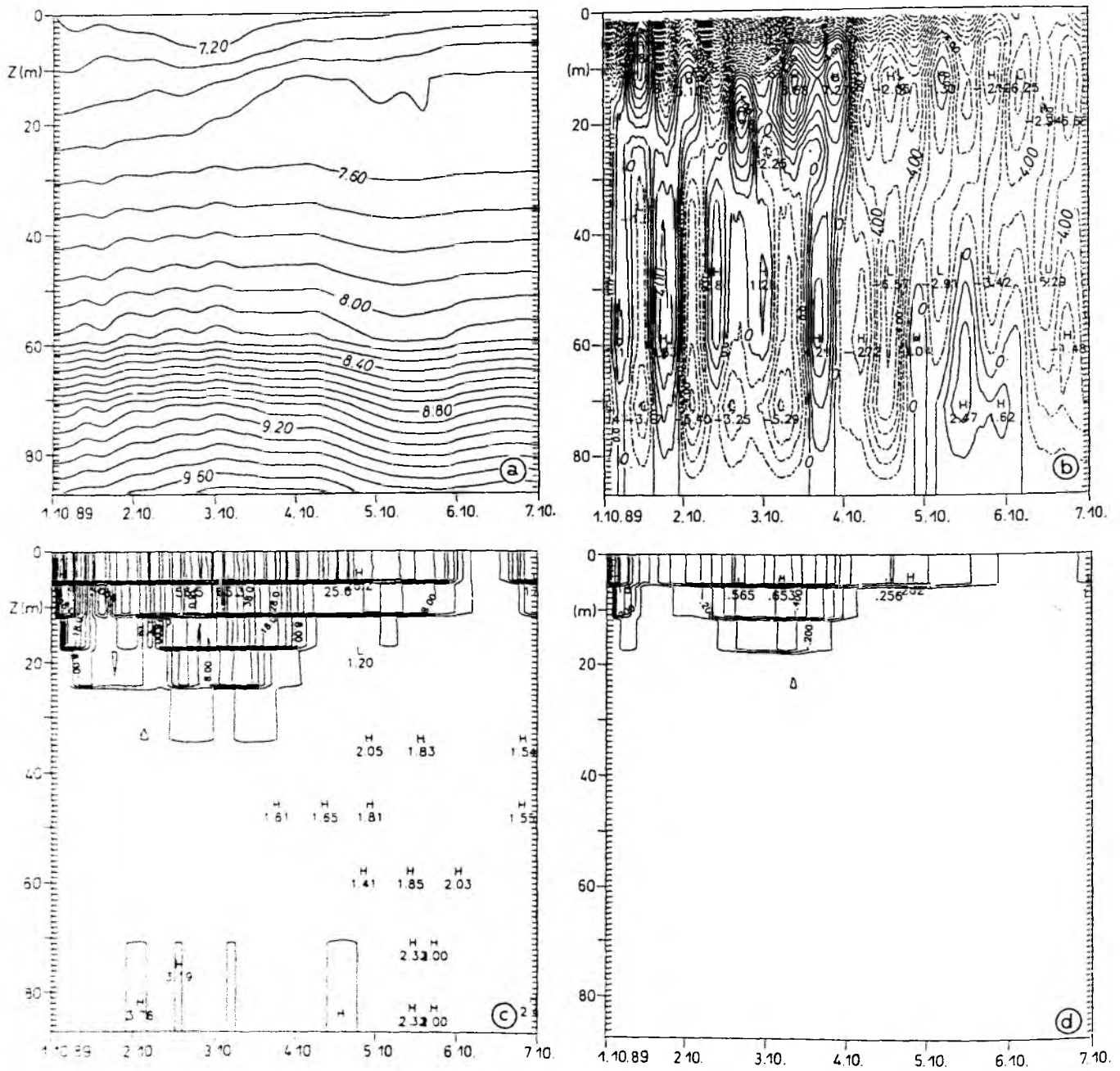


Abb. 5.2.2 Wirkungsweise der turbulenzabhängigen Diffusion:

(a) Salzgehalt, (b) V-Komponente der Geschwindigkeit,

(c) A_v und (d) K_v ; $A_0=100 \text{ cm}^2/\text{s}$, $K_0=1.5 \text{ cm}^2/\text{s}$, $n = m = 3/2$,

$\alpha = \beta = 5$

Schichtung ergeben sich Diffusionskoeffizienten in der Größenordnung von $< 0.1 \text{ cm}^2/\text{s}$ (es wird angenommen, daß die Diffusionskoeffizienten von Temperatur und Salz gleich sind). Bei mäßiger Stabilität findet man Koeffizienten von $1\text{-}10 \text{ cm}^2/\text{s}$. Geringe Stabilität führt zu Werten von $10\text{-}100 \text{ cm}^2/\text{s}$. Bei nahezu homogenen Verhältnissen sind Austauschkoefizienten $> 100 \text{ cm}^2/\text{s}$ zu erwarten. Die in (36 & 37) angegebene Beziehung für die Diffusion deckt den Bereich der hohen bis mäßigen Stabilität ab, bei instabiler Schichtung setzt der Mechanismus der konvektiven Vermischung ein.

Für die Modellierung der Ostsee ist der vertikale Vermischungsansatz von zweifacher Bedeutung. Zum einen muß über die permanente und über unterschiedliche Tiefenhorizonte verlaufende haline Sprungschicht die Vermischung klein sein. Zum anderen ist die Bildung der sommerlichen thermischen Sprungschicht und deren Auflösung im Herbst durch die vertikale Diffusion (turbulente Vermischung im Scherungsfeld von Trägheitswellen, KRAUSS 1981) und dem Wärmefluß an der Meeresoberfläche bestimmt. Ein Vermischungsansatz mit konstanten Diffusionskoeffizienten kann hier nur ungenügende Ergebnisse liefern. Die Anwendung eines Deckschichtmodells ist problematisch, da die Deckschicht in der Ostsee, aufgrund der geringen Wassertiefe, in vielen Bereichen den Boden erreicht. Im Sommer ließe sich eine Deckschicht durch die Tiefenlage der thermischen Sprungschicht definieren. Im Winter wäre es möglich, eine Deckschicht bis zur Tiefe der halinen Sprungschicht festzulegen. Ein Turbulenzmodell (MELLOR & YAMADA 1982, OEY et. al 1985), in dem die adjustierbaren Parameter aus dem turbulenten Strom bestimmt werden, ist hier nicht angewandt worden.

5.3 Bodenreibung

Die Bodenreibung wird durch ein Reibungsgesetz zweiter Ordnung definiert (COX 1984):

$$\tau_B = \rho_0 c d_b (u^2 + v^2)^{1/2} (u \cos \alpha - v \sin \alpha, u \sin \alpha + v \cos \alpha) \quad (37)$$

$$c d_b = 1.25 \cdot 10^{-3}, \quad \alpha = 10^0$$

Das Modell verhielt sich wenig sensitiv gegenüber einer Variation des Bodenreibungskoeffizienten. In einer rein barotropen Modellversion spielt die Bodenreibung eine entscheidende Rolle im Schwingungsverhalten der Ostsee. So läßt sich über das Abklingverhalten von Seiches der Bodenreibungskoeffizient justieren. MEIER (pers. Mitteilung, 1992) ermittelt über die Berechnung der logarithmischen Dekremente der Seichesamplituden einen Bodenreibungskoeffizienten der gleichen Größenordnung. Im baroklinen Modell bestimmt sich die Bodenreibung durch die Strömung in der letzten Modellschicht, die in der Regel nur geringe Geschwindigkeiten aufweist. In den schmalen und flachen Zugängen zum Kattegat können jedoch auch am Boden sehr hohe Geschwindigkeiten auftreten, so daß hier die Wahl der Bodenreibung von Bedeutung wird.

BÖNING (1989) zeigt, daß eine raue Bodentopographie zu einer Reduktion der Energie im externen Mode führt. Die Ostsee weist mit ihrer Beckenstruktur eine hoch variable Bodentopographie auf, was dazu führen kann, daß Energie auf topographischen Skalen gestreut wird und durch laterale Reibung dissipiert wird. Die Größe der Horizontalreibung wird über den Austauschkoeffizienten festgelegt, der im wesentlichen nach der horizontalen Auflösung und numerischen Gesichtspunkten bestimmt wird. Das im Abschnitt 4.1 diskutierte Energiedefizit im externen Mode, könnte möglicherweise durch diesen Streuprozeß erklärt werden. Jedoch ist eine Verkleinerung des hier gewählten horizontalen Austauschkoeffizienten aufgrund dispersiver Effekte nicht möglich. Experimente mit geglätteter Bodentopographie wurden nicht durchgeführt.

6 Experimentelle Strategie

Ziel der Modellrechnungen ist es, das Antwortverhalten der Ostsee auf realistischen Antrieb, d.h. auf realistische Windfelder und jahreszeitlich bedingten Fluktuationen von Temperatur und Salz an der Oberfläche, zu untersuchen. Hierzu sind Anfangsbedingungen für die prognostischen Variablen T, S, U, V und η auf dem dreidimensionalen Gitternetz zu spezifizieren. Die Anfangsfelder für Temperatur und Salz wurden aus hydrographischem Beobachtungsmaterial über ein objektives Analyseverfahren berechnet. Für die Variablen U, V und η liegen keine entsprechenden Anfangswerte vor, sie werden zum Zeitpunkt $t=0$ auf Null gesetzt.

Das sich aus Temperatur und Salzgehalt ergebende Dichtefeld muß an die Modelldynamik angepaßt werden. Dies geschieht durch Vorwärtsintegration des Modells. In der sogenannten geostrophischen Adjustierung werden zunächst diagnostisch zum vorgegebenen Dichtefeld entsprechende Felder für die Strömungskomponenten und der Oberflächenauslenkung berechnet. Unter dem Einfluß der Topographie und der eigenen Dynamik findet eine Adaption an das quasi-geostrophische Gleichgewicht statt. Die Integration wird solange fortgeführt, bis das Modell einen quasi-stationären Zustand erreicht. Dieser zeichnet sich durch eine Balance zwischen den volumenintegrierten Druckkräften und der Reibung aus. Die im Dichtefeld gespeicherte potentielle Energie wird allmählich über die Konvertierung in kinetische Energie (Abfallrate = $0.013 \frac{\text{cm}^2}{\text{s}^2}/d$) durch die Reibung dissipiert. Nach ca. 30 Tagen Integrationszeit wurde für das Ostseemodell ein derartiger Zustand erreicht.

Nach der Anpassungsphase werden die antreibenden Kräfte hinzugeschaltet und das Modell für ein Jahr integriert (Referenzlauf). Alle 6 Stunden wird ein Analysedatensatz (vollständiger dreidimensionaler Modellabzug) aus der laufenden Integration extrahiert. Die Daten dienen der augenblicklichen Kontrolle der Modellrechnungen und stehen für spätere Analysen zur Verfügung. Anhand des aktuellen Modellzustandes werden Justierungen der wählbaren Parameter vorgenommen. Diese Arbeiten beziehen sich im wesentlichen auf die Vorgabe der Flußbedingungen an der Meeresoberfläche und den Koeffizienten des vertikalen Austauschansatzes.

Tabelle 6.1

Exp.	A_0 cm^2/s	K_0 cm^2/s	A_{min} cm^2/s	K_{min} cm^2/s	α	β	n	m
Ref.	50.-35.	10.-5.	1.0	0.1	5-10	5-10	1/2	1/2
A/B	175.	2.5	1.0	0.1	9	9	2/3	2/3

Exp.	A_{MH} cm^2/s	K_{TH} cm^2/s	cd_B	γ_T	γ_S
Ref.	$1.6 \cdot 10^6$	$2.5 - 1.0 \cdot 10^5$	$2.5 - 1.25 \cdot 10^{-3}$	0.05	0.05
A/B	$1.6 \cdot 10^6$	$2.35 \cdot 10^5$	$1.25 \cdot 10^{-3}$	0.15	0.05

Für jeden gerechneten Monat wird ein sogenannter Restart-Datensatz, von dem eventuelle Kontrollrechnungen gestartet werden können, auf Magnetband weggeschrieben.

Nach einem Jahr Integrationszeit lieferte der Vergleich der berechneten Schichtung mit den vorgegebenen Anfangsverteilungen generell zu geringe Salzgehalte unterhalb der halinen Sprungschicht. Die Analyse der Modelldaten des Referenzlaufes zeigte, daß der von der Richardson Zahl abhängige Vermischungsansatz im Bereich der Beltsee zu hohe Vermischungsraten vorgab. Nach erneuter Einstellung der Koeffizienten des vertikalen Austausches wurden zwei Kontrollläufe, die sich durch unterschiedliche Anfangsverteilungen in den prognostischen Variablen unterschieden, durchgeführt. Im Experiment A lagen die ursprünglichen realistischen Anfangsverteilungen der Adaptionphase zugrunde. Das Experiment B wurde mit der Sommerverteilung des Referenzlaufes initialisiert. Nachdem sich gezeigt hatte, daß für den Fall A ein Einstrom von salzreichem Wasser durch die Beltsee erreicht wurde, und die Salzgehalte in den tiefen Becken erhalten blieben, sollte im Fall B überprüft werden, ob sich mit dem vorgegebenen Parametersatz, ausgehend von einer 'unrealistischen' Salzgehaltsverteilung, die 'natürlichen' Schichtungsverhältnisse regenerieren können. In der Tabelle 6.1 sind die Parameterbereiche des Referenzlaufes und der Experimente A und B zusammengefaßt.

7 Modellergebnisse und Modellverifikation

7.1 Schichtungsverhalten

Unter dem Begriff Schichtungsverhalten sollen hier die Prozesse zusammengefaßt werden, die für den Aufbau und die Zerstörung der Schichtungsverhältnisse im Inneren der Ostsee Beiträge liefern. Zum einen sind dies Prozesse in der Deckschicht, zum anderen gehören aber auch jene Prozesse dazu, die für die Aufrechterhaltung der permanenten halinen Sprungschicht verantwortlich sind. Im wesentlichen sind dies die Flüsse von Temperatur und Salz (Niederschlag, Verdunstung und Flußwassereintrag), turbulente Vermischung durch den Windschub an der Meeresoberfläche (hervorgerufen durch das Brechen von Windsee und Scherungseffekten), turbulente Vermischung im Scherungsfeld von Trägheitswellen, das Brechen interner Wellen, seitliche Advektion sowie vertikale Konvektion. Prozesse in den küstennahen Bereichen, wie Auf- bzw. Abtrieb, die lokal für eine Umverteilung der Schichtung durch vertikale Advektion sorgen, bleiben hier ausgeklammert.

Im Modell werden Prozesse der turbulenten Vermischung, der vertikalen Konvektion und der Fluß von Temperatur und Salz an der Oberfläche durch geeignete Ansätze parametrisiert. Die Formulierung der Parametrisierungen sowie die Wahl der entsprechenden Koeffizienten prägen entscheidend das barokline Verhalten. Während einzelner Experimente konnte durch die Variation der Koeffizienten die Sensitivität des Modells gegenüber den Parametrisierungen untersucht werden.

Der Salzfluß durch die Oberfläche, bedingt durch die jahreszeitlichen Fluktuationen von Niederschlag und Verdunstung, hat einen vernachlässigbaren Einfluß auf die Dichteschichtung. Der Anteil beträgt nur 1 % des Dichteflusses, der durch den Wärmeumsatz an der Oberfläche erzeugt wird (MÄLKKI & TAMSALU 1985).

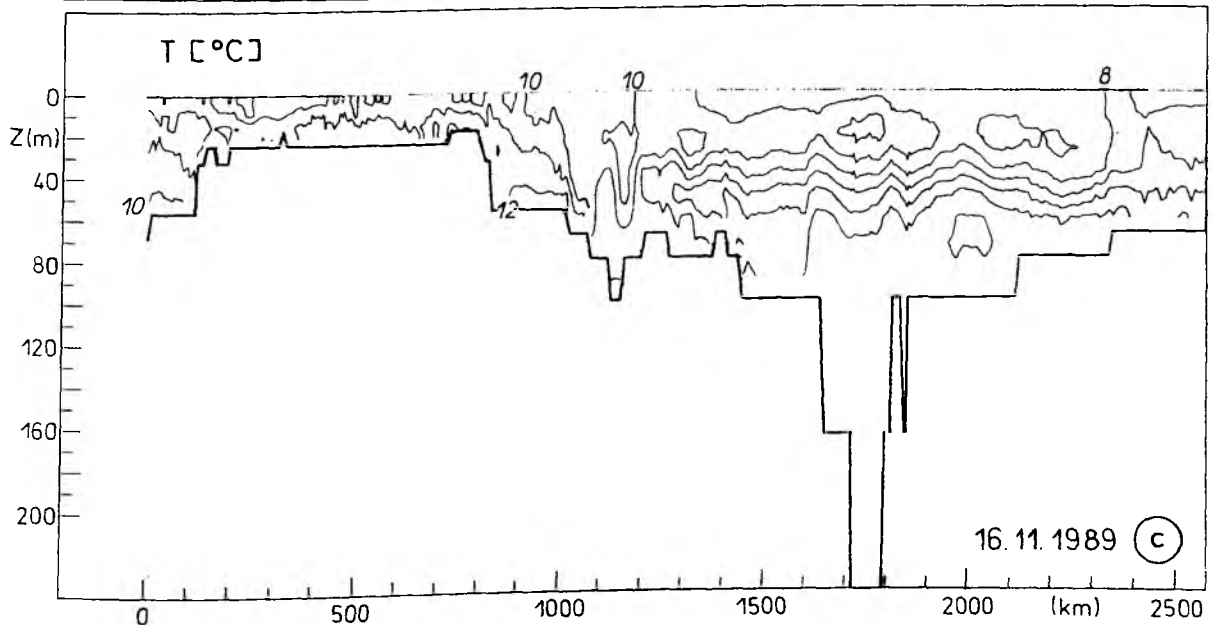
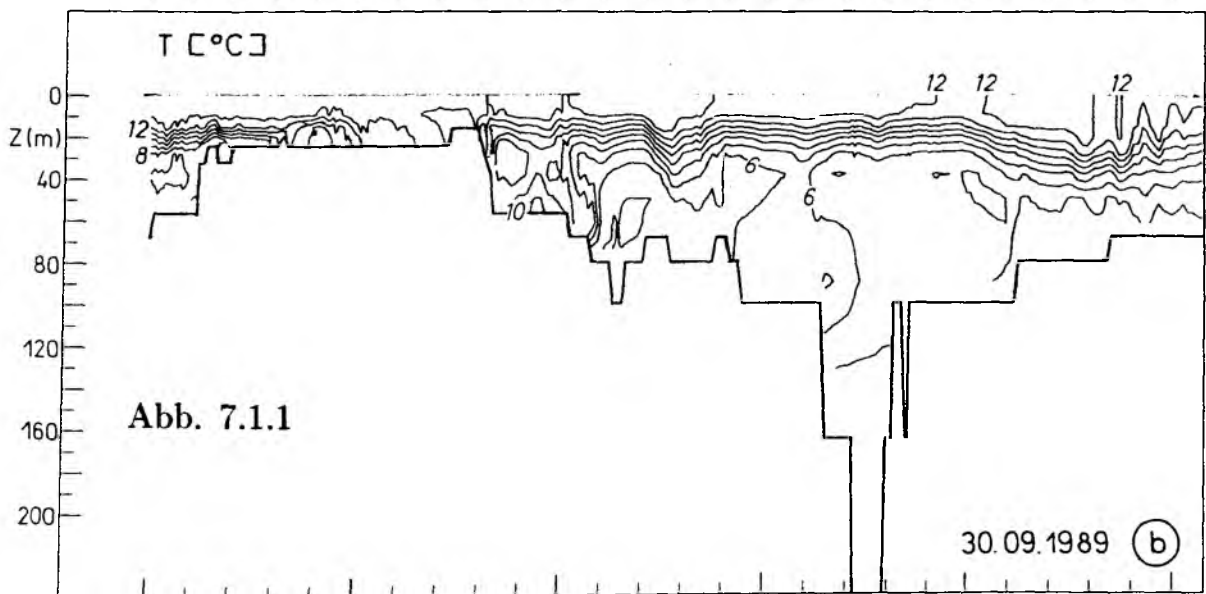
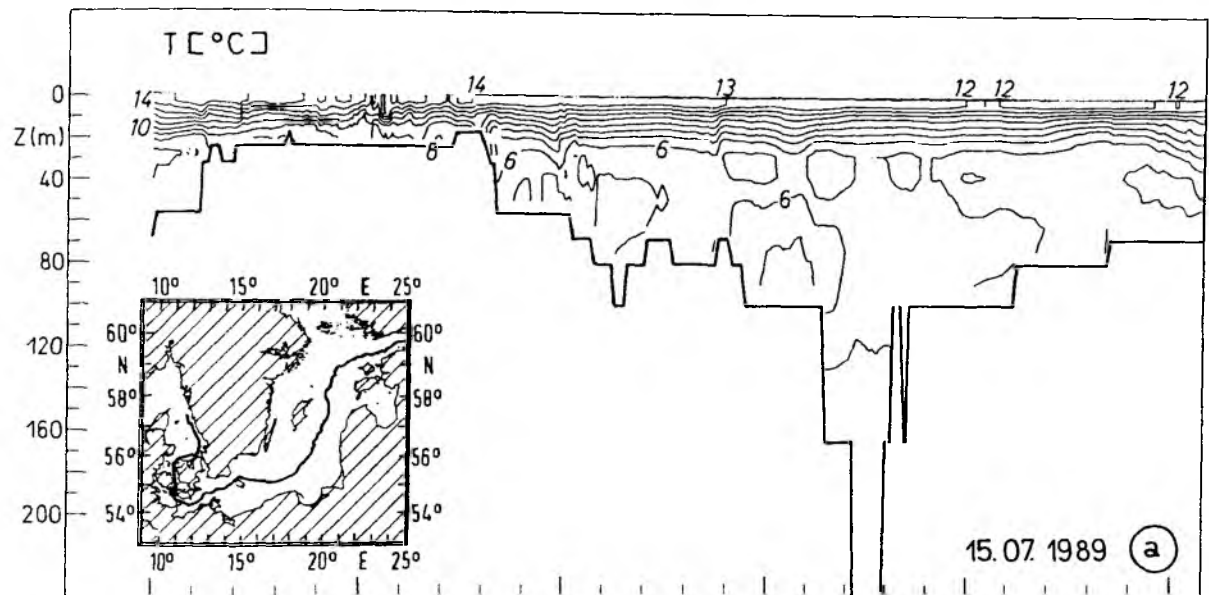
Während die vertikale Verteilung des Salzgehaltes im wesentlichen durch seitliche Advektion und vertikale turbulente Vermischung bestimmt ist, ist die Temperaturverteilung im starken Maße vom Wärmeaustausch an der Oberfläche abhängig und zeigt dabei einen ausgeprägten Jahresgang (MAGAARD & RHEINHEIMER 1974).

Dies führt zur Ausbildung einer sommerlichen homogenen Deckschicht mit einer darunter liegenden Temperatursprungschicht. Mit der Frühjahrserwärmung bildet sich zunächst eine flache Deckschicht, die sich im Sommer weiter vertieft und im Herbst durch Vertikalkonvektion und verstärkter turbulenter Vermischung erodiert wird.

Dieser Sachverhalt ist in der Abb. 7.1.1 anhand von ausgewählten Terminen in einem Vertikalschnitt durch die Modellostsee dargestellt. Mitte Juli (Abb. 7.1.1a) hat sich bereits eine flache stark geschichtete Deckschicht, die sich über die zentrale Ostsee bis in die Beltsee und das Kattegat fortsetzt, in einer Tiefe von ca. 10 m gebildet. Darunter ist in den zentralen Regionen der Ostsee der alte Winterwasserkörper ($5 - 6^{\circ}\text{C}$) zu erkennen. Entsprechend der Flußbedingung an der Meeresoberfläche (s. Abschnitt 4.3) findet über die Sommermonate weitere Wärmezufuhr statt, was zu einem Anstieg der oberflächennahen Temperaturen bei gleichzeitiger Verstärkung der thermischen Sprungschicht führt. Zum Ende des Sommers vertieft sich unter dem Einfluß der allmählich einsetzenden Abkühlung die Sprungschicht bis auf 25 m (Abb. 7.1.1b, vergleiche hierzu Abb. 2.4).

Mitte November (Abb. 7.1.1c) herrschen in der zentralen Ostsee bis in Tiefen von 30-40 m weitgehend homotherme Verhältnisse, darunter befindet sich eine schwache Sprungschicht als Übergang zu dem alten Winterwasserkörper. Bemerkenswert sind die relativ hohen Temperaturen am Boden der Arkonasee und die nach unten abknickenden Isothermen im Bereich des östlichen Bornholmbeckens, offensichtlich bedingt durch das Vordringen von bodennahen warmen Wasser aus der Beltsee. Zum Ende des Jahres ist die gesamte Ostsee nur noch schwach thermisch geschichtet (Abb. 7.1.1d).

Die zugehörigen vertikalen Salzgehaltsverteilungen Mitte Juli (Abb. 7.1.1e) und Ende September (Abb. 7.1.1f) sind durch eine sommerliche Ausstromlage geprägt. WYRTKI (1954) definiert eine derartige Ausstromsituation dadurch, daß durch überwiegend ruhige Wetterlagen und einem übernormal hohen Wasserstand der Ostsee langanhaltender Ausstrom auftritt. In dessen Verlauf schieben sich leichte salzarme Wassermassen der Ostsee durch die Belte bis in das südliche Kattegat vor.



In der Tiefe dringt unter dem Einfluß der so entstehenden Schichtung salzhaltiges Tiefenwasser vom Kattegat her ein (s. hierzu Abb. 2.3).

Im Modell werden derartige Ausstromlagen offensichtlich richtig simuliert (Abb. 7.1.1e,f). In der Beltsee ist salzreiches Kattegatwasser keilförmig in Richtung der Darßerschwelle vorgedrungen. Eine kräftige haline Sprungschicht in ca. 20 m Tiefe trennt im Bereich der Beltsee das bodennahe salzhaltige Kattegatwasser vom brackischen Wasser der Ostsee. An der Oberfläche ist Ostseewasser ($< 20\text{‰}$) bis in den Südeingang des Kattegat vorgedrungen. Im Fehmarnbelt werden am Boden Salzgehalte zwischen 16 und 18 ‰ erreicht. Die 14 ‰ Isohaline befindet sich am Fuße der Darßerschwelle und die 12 ‰ Isohaline ist auf der Ostseite der Schwelle zu erkennen, so daß Wasser mit diesem Salzgehalt in das Arkonabecken absinken kann. Die Aufwölbung der 10 ‰ Isohaline am Boden der Arkonasee läßt sich auf einen kurzzeitigen salzreichen Wasservorstoß über die Darßerschwelle zurückführen. Der Einstrom salzreichen Wassers in die Ostsee findet jedoch nicht kontinuierlich statt, sondern zeigt in Abhängigkeit der vorherrschenden meteorologischen Bedingungen einen pulsierenden Charakter.

Beobachtungen (KIELMANN et al. 1973, STIGEBRANDT 1987) bestätigen den pulsierenden Einstrom salzreichen Wassers über die Darßerschwelle in die Ostsee. Die in das Arkonabecken eingeströmte Wassermasse folgt der Topographie, wobei stromabwärts sich deren Dichte durch das Einmischen von Ostseewasser verringert, während der Volumentransport zunimmt. STIGEBRANDT (1987) schlägt für den Verlauf der Strömung durch das Arkonabecken zwei mögliche Wege vor: einen geostrophischkontrollierten Strom, der parallel zu den Tiefenlinien in Richtung Südosten strömt und einen reibungskontrollierten Strom, der der Bodenneigung direkt folgt. Im Modell wies die Bodenströmung überwiegend einen geostrophisch balancierten Verlauf auf.

Die über die Fläche der Ostsee gemittelte Windgeschwindigkeit zeigt deutlich ein jahreszeitabhängiges Signal (Abb. 4.1.3, Abschnitt 4.1), wobei nach der sommerlichen Schwachwindphase mit Beginn des Herbstes eine Zunahme der Windgeschwindigkeiten zu verzeichnen ist. Mit dem Anwachsen der Windstärke findet eine gleich-

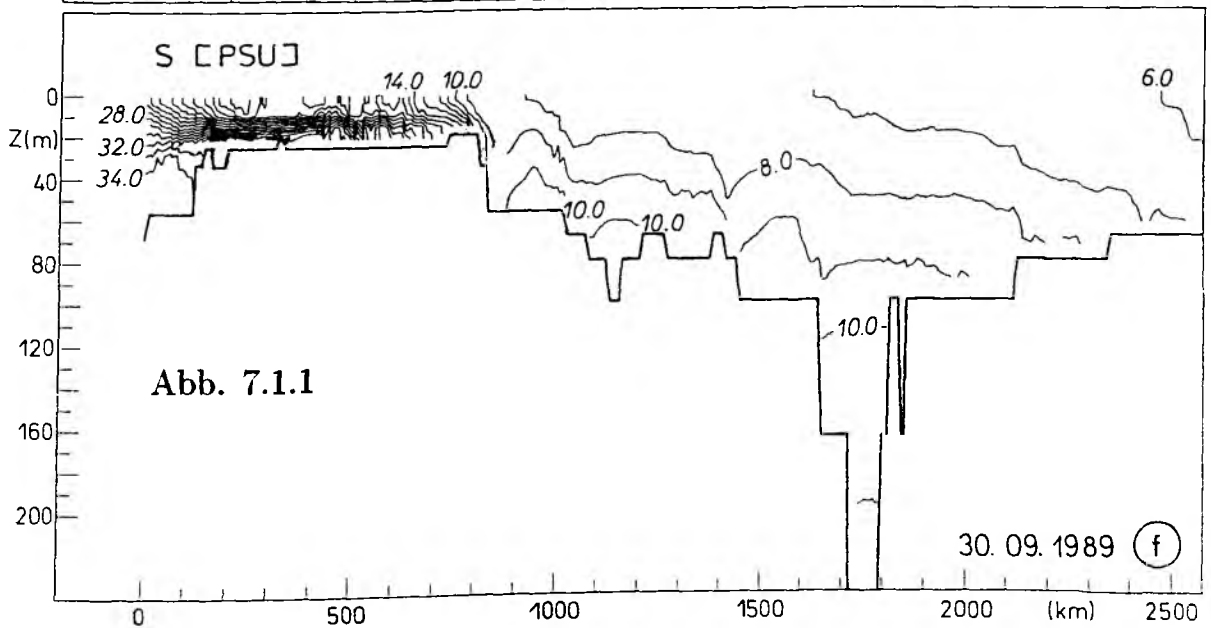
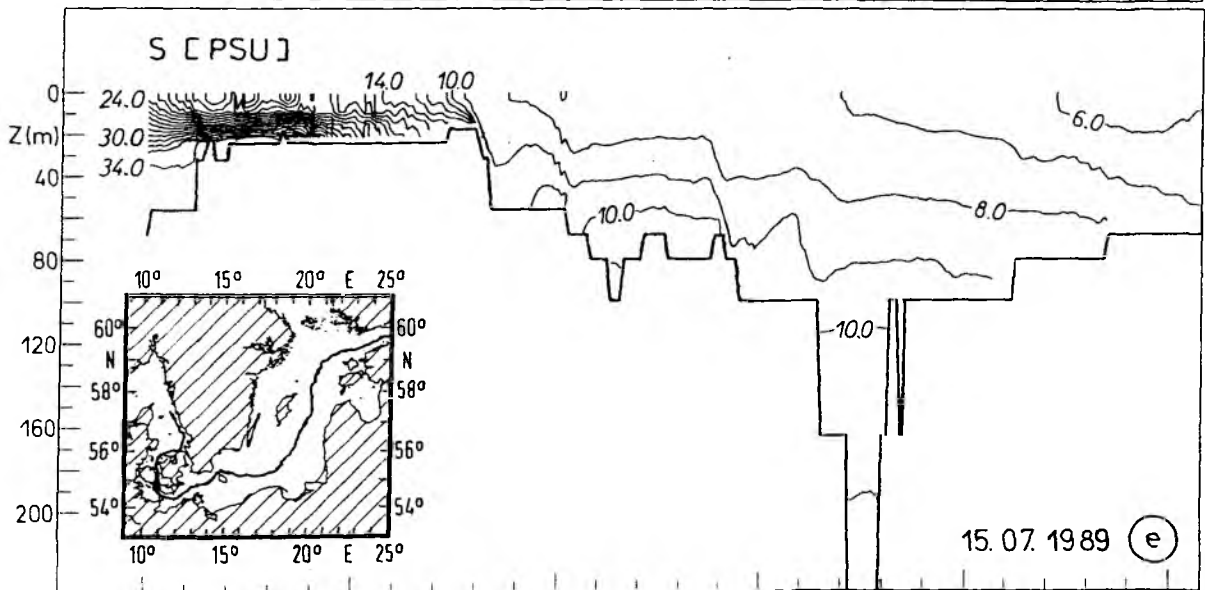
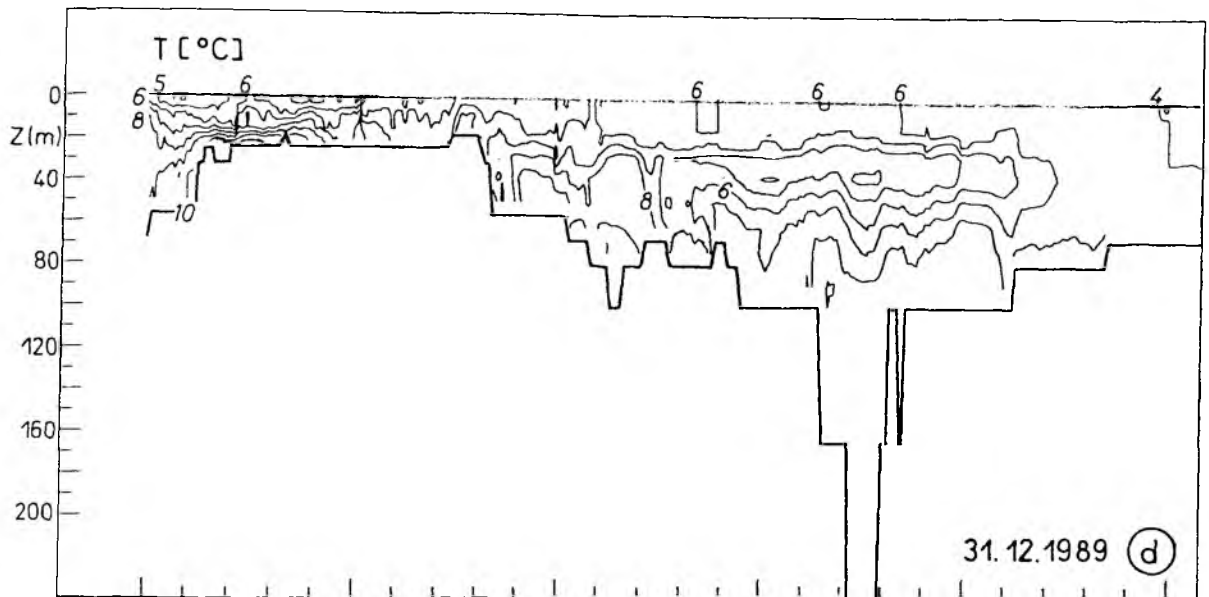


Abb. 7.1.1

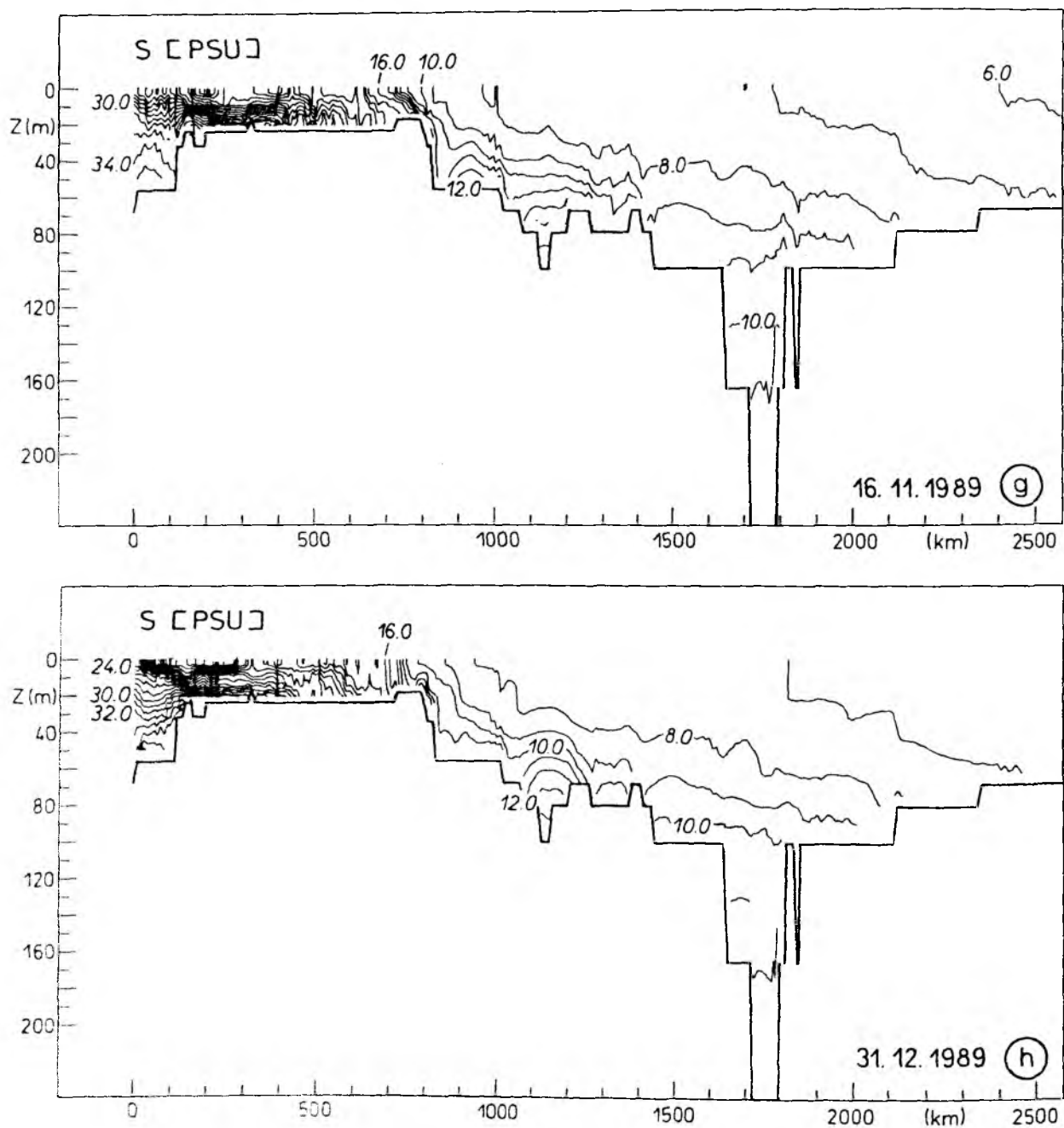


Abb. 7.1.1 Vertikale Temperatur- und Salzgehaltsverteilungen in einem Schnitt durch die Ostsee:
(a)-(d) Temperaturverteilungen, (e)-(h) Salzgehaltsverteilungen,
Isolinienabstand 1°C bzw. $1^{\circ}/\text{‰}$

zeitige Geschwindigkeitszunahme der Driftströme an der Meersoberfläche statt. Durch die verstärkte vertikale Scherung des horizontalen Strömungsfeldes ergeben sich minimale Richardson Zahlen, bei einer entsprechenden Zunahme des vertikalen Diffusionskoeffizienten (s. Abschnitt 5.2). Unter extremen meteorologischen Bedingungen kann die vertikale Diffusion im Bereich der Beltsee zur vertikalen Homogenisierung der Wassersäule führen. Derartige turbulente Vermischungsvorgänge werden häufig in der Ostsee beobachtet (WYRTKI 1954).

Mitte November (Abb. 7.1.1g) ist unter dem Einfluß kräftiger Winde die haline Schichtung im südlichen Teil der Beltsee weitgehend zerstört. Die Bodenwerte der Salzgehalte im Arkona- und Bornholmbecken sind stark angestiegen, was auf eine verstärkte Advektion von salzreichem Wasser über die Darßerschwelle zurückzuführen ist. Bis zum Ende des Jahres (Abb. 7.1.1h) hat sich an dieser Salzgehaltsverteilung nichts wesentliches verändert. Bemerkenswert ist ein lokales Salzgehaltsmaximum auf der Ostseite der Darßerschwelle. Diese Ansammlung von salzreichem Wasser hat die Schwelle bereits passiert und kann nun in die Arkonasee absinken.

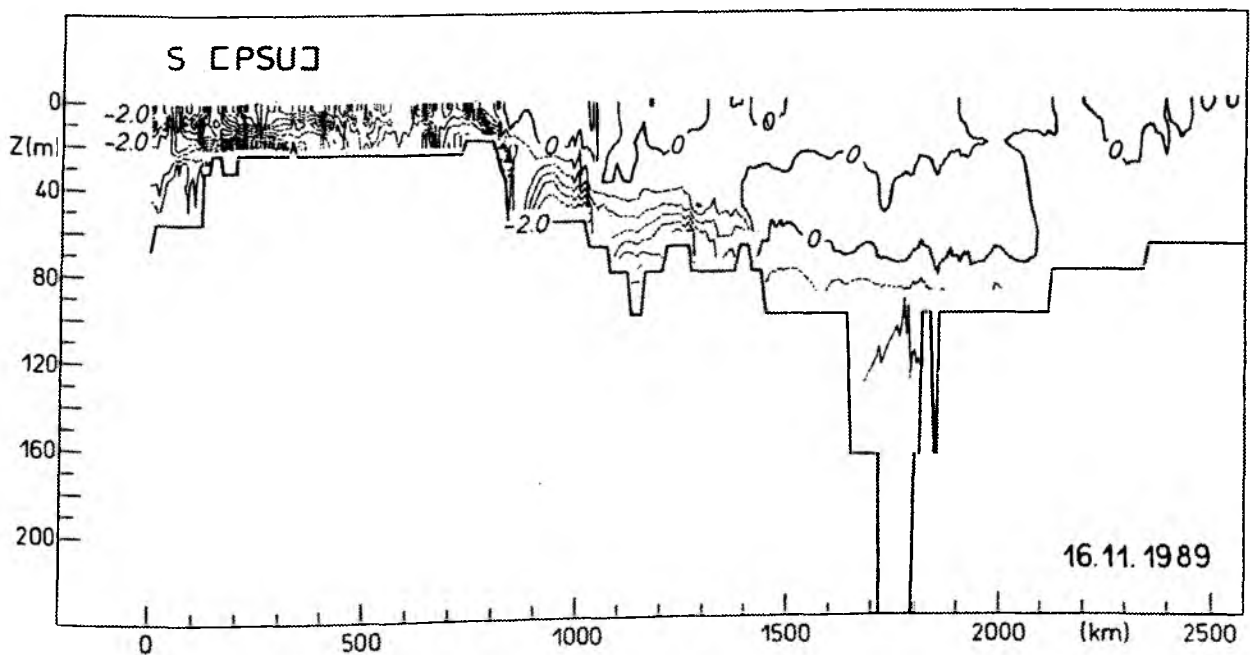


Abb. 7.1.2 Differenz der Salzgehaltsverteilungen: Ref.-Exp. A

Abschließend bleibt hier zu bemerken, daß die Salzgehaltsverteilung in der zentra-

len tiefen Ostsee nach einem Jahr Integrationszeit insgesamt zu niedrige Salzgehalte aufwies. In der Abb. 7.1.2 ist die Differenz der vertikalen Salzgehaltsverteilung vom 16.11.89 für den Referenzlauf und Experiment A dargestellt. Starke Abweichungen treten besonders in den bodennahen Gebieten auf. Der Salzgehalt in den tiefen Regionen der Ostsee bestimmt sich durch seitliche Advektion salzreichen Wassers aus der Beltsee und diffusiven Prozessen, wobei der Salzgehalt über der Darßerschwelle als ein Indikator angesehen werden kann, in welchem Maße schweres salzhaltiges Wasser in die Ostsee eindringt. Nach der Reduzierung der vertikalen Diffusion ($\beta = 9, K_0 = 2.5 \text{ cm}^2/\text{s}, m = 2/3$) wurde das Modell erneut, beginnend vom 30.06.1989, bis zum 31.12.1989 integriert. Es zeigte sich, daß mit dem gewählten Parametersatz nun ein Einstrom von salzreichem Wasser in die Ostsee stattfand, jedoch reichte die Mächtigkeit der eingeströmten Wassermasse nicht aus, um reguläre Salzgehaltsverteilungen in den tiefen Becken wiederherzustellen.

Die Salzgehalte am Boden des Arkonabeckens liegen bei Einstromsituationen ca. 2 ‰ unter den Werten über der Darßerschwelle, d. h. daß während des Absinkvorganges bereits eine starke Verminderung des Salzgehaltes der einströmenden Wassermasse durch Vermischung stattfindet. Während des großen Salzeinbruches im Winter 1951 wurden über der Darßerschwelle Salzgehalte $> 25 \text{ ‰}$ beobachtet. Im Bornholmtief konnten jedoch nur Werte bis zu 21.5 ‰ nachgewiesen werden (WYRTKI 1954).

Die Wahl der Koeffizienten für die vertikale Diffusion ist nicht unabhängig von der Flußbedingung für Temperatur und Salzgehalt an der Meeresoberfläche zu treffen. Zu kleine Diffusionskoeffizienten ($< 0.1 \text{ cm}^2/\text{s}$) führen zur thermischen und halinen Isolation der Modellschichten. Eine zu starke Flußbedingung ($\gamma > 0.5$) zwingt das oberste Modellniveau auf die vorgegebenen Randwerte, so daß die im Modell sich entwickelnde Dynamik stark gedämpft wird. Zu große Koeffizienten führen zu einer irreversiblen Vermischung der Temperatur- und Salzgehaltsefelder. Zu schwache Flußbedingungen dämpfen die Amplitude der vorzugebenden Fluktuationen an der Oberfläche. Die Justierung dieser Parameter stellt aufgrund der gegenseitigen Wechselwirkung ein diffiziles Problem dar.

7.2 Wasserstandsverteilungen

Ein Vergleich von beobachteten Pegelständen mit denen, die im Modell berechnet werden, dient als wichtiger Indikator, um das Schwingungsverhalten des Modells zu verifizieren. KIELMANN (1981) bestimmte anhand des Abklingverhaltens von künstlich erzeugten Seiches einen geeigneten Bodenreibungskoeffizienten. Im barotropen Modell werden die Auslenkungen der Meeresoberfläche durch den Windschub, als den wesentlichen Energielieferanten, und durch die Bodenreibung, den wesentlichen Energiedissipator bestimmt. Die horizontale Reibung spielt nur eine untergeordnete Rolle (KIELMANN 1981, MEIER 1992, pers. Mitteilung). Im baroklinen Fall ist die Bodenreibung durch die Überlagerung der barotropen Geschwindigkeitskomponente mit der baroklinen Geschwindigkeit im untersten Modellniveau festgelegt. So konnte KIELMANN (1981) zeigen, daß bei gleicher Anregung und gleichen Bodenreibungsansätzen die Bodenreibung im baroklinen Fall um 25-50 % gegenüber des rein barotropen Regimes vermindert wurde. Die Differenzen der Wasserstandsverteilungen zwischen barotropen und baroklinen Fall betrugen nur wenige Zentimeter. Der hier verwendete Modelltyp zeigte bei Vergleichsrechnungen mit einem barotropen Modell ein ähnliches Verhalten (MEIER 1992, pers. Mitteilung).

Der Vergleich von gemessenen Wasserstandsverteilungen mit Daten, die im Modell berechnet wurden, liefert in zweierlei Hinsicht Informationen. Der Windschub ist im starken Maße von der Wahl des Schubspannungskoeffizienten abhängig. Ebenso wird die Bodenreibung durch einen entsprechenden Koeffizienten und dem Reibungsansatz festgelegt. Durch Variation dieser Koeffizienten sollte es möglich sein, die beste Parametrisierung für das Modell zu finden. Eine Lösung dieses Problems ließe sich möglicherweise mittels inverser Methoden (WUNSCH 1978) erlangen. Derartige Rechnungen wurden hier jedoch nicht durchgeführt.

Bei der Variation des Bodenreibungskoeffizienten (siehe Abschnitt 5.3) zeigte sich das Modell wenig sensitiv. Eine Änderung des Windschubspannungskoeffizienten lieferte hingegen starke Unterschiede in den Wasserstandsverteilungen. Es zeigte sich, daß mit dem gewählten Ansatz (LARGE & POND 1981) die entsprechenden

Pegelstände an den Küsten nicht reproduziert werden konnten. Offensichtlich konnte dem barotropen Mode nicht genügend Energie zugeführt werden. Aus einzelnen Experimenten, bei denen nur der Windschubspannungskoeffizient variiert wurde, ließ sich ein neuer funktionaler Zusammenhang für den Reibungskoeffizienten erstellen. Hierdurch wird der Windschub in den unteren bis mittleren Windstärken erhöht, für große Windgeschwindigkeiten nähert sich die Windschubspannung den bekannten Funktionen (siehe Abschnitt 4.1).

Abb. 7.2.1 zeigt für die Monate Oktober bis Dezember 1989 die vom Modell vorhergesagten Wasserstandsverteilungen im Vergleich zu gemessenen Daten. Beispielhaft wurden hierfür jeweils zwei Orte für die Ostsee und für das Kattegat ausgewählt. Man erkennt (Abb. 7.2.1 a-b), daß die wesentlichen Ereignisse in der Ostsee erfaßt werden, d. h. Amplituden und Phasen werden zufriedenstellend simuliert. Fehlvorhersagen sind möglicherweise durch nicht aufgelöste topographische Effekte oder Fehler im Windfeld (siehe Abschnitt 7.3.2) bedingt.

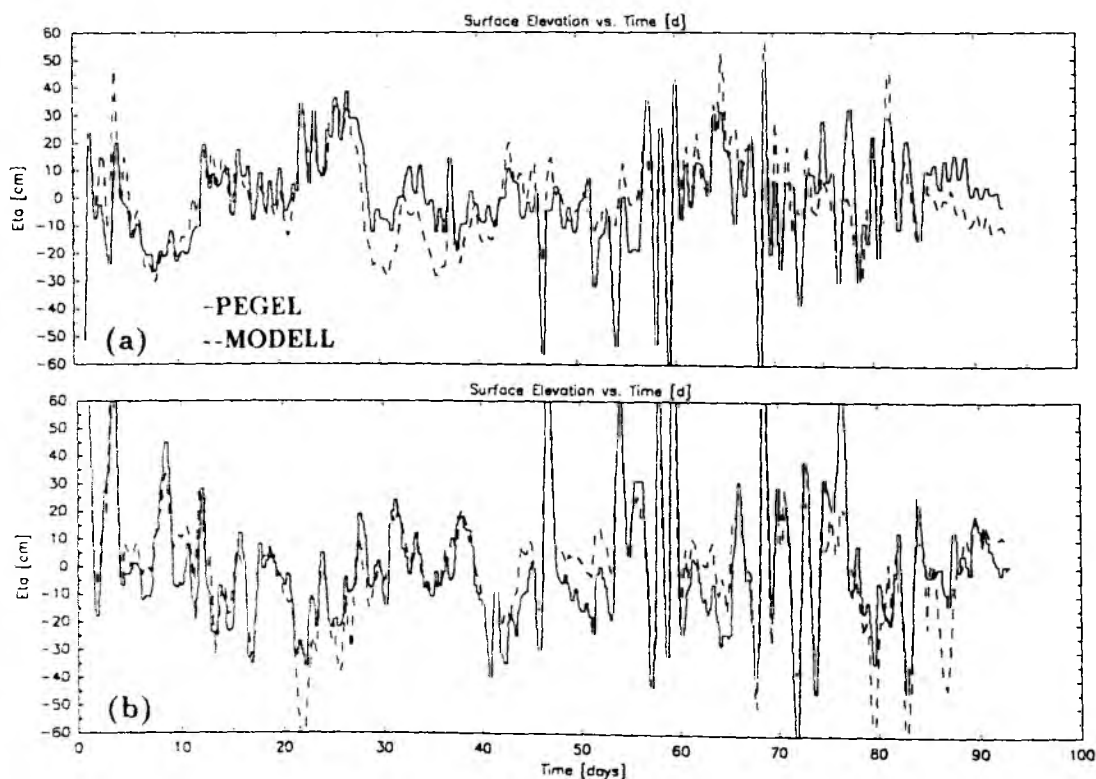


Abb. 7.2.1 a-b Wasserstandsverteilung in der Ostsee vom 1.10.-31.12.1989:

(a) Hamina und (b) Warnemünde

Im Kattegat (Abb. 7.2.1 c-d) werden die Wasserstände nur unzureichend vom Modell vorhergesagt. Auffallend ist dabei, daß der Pegel von Viken lediglich Auslenkungen um ± 15 cm aufweist, wohingegen in Smögen zumindest einige Ereignisse in Amplitude und Phase richtig erkannt werden. Unabhängig von den halb- bzw. eintägigen Gezeiten, deren Springtidenhübe zwischen 7-15 cm liegen (MAGAARD 1974), sollten die wesentlichen Wasserstandsschwankungen vom Modell erfaßt werden können.

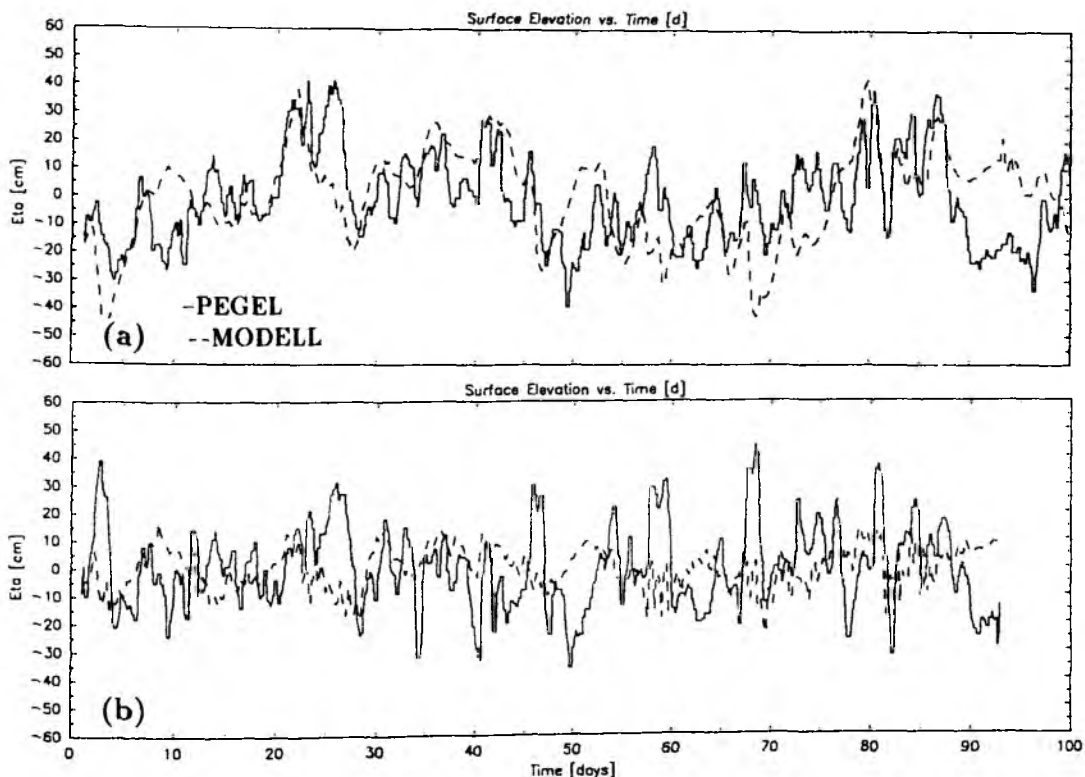


Abb. 7.2.1 c-d Wasserstandsverteilung im Kattegat vom 1.10.-31.12.1989:

(a) Smögen und (b) Viken

Offensichtlich liefert das an das Skagerrak anschließende Ausgleichsbecken nicht das nötige Wasservolumen für die richtige Wasserstandsverteilung im Kattegat. Um Eigenschwingungen des Beckens weitgehend zu vermeiden, erfolgte kein Windantrieb westlich des Skagerraks. Eine Erweiterung des Modellgebietes in die Nordsee hinein, mit entsprechenden Antriebsfeldern, bei vollständiger Unterdrückung von künstlichen Eigenschwingungen, sollte zu einer erheblichen Verbesserung der Wasserstandsverteilungen führen. Experimente mit einem erweiterten Nordseebecken

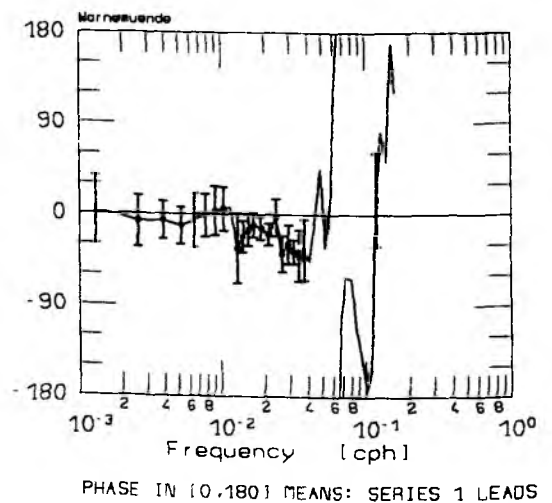
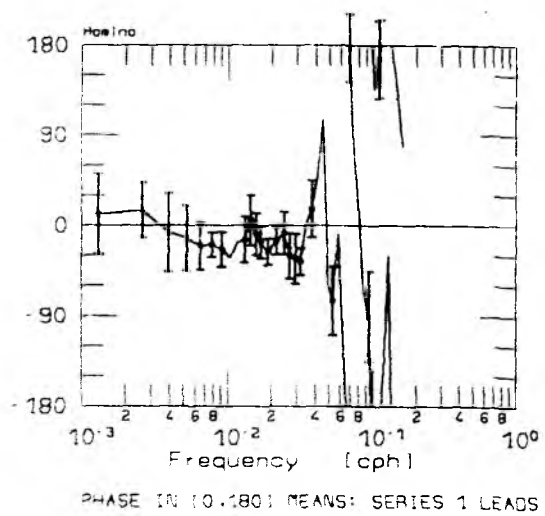
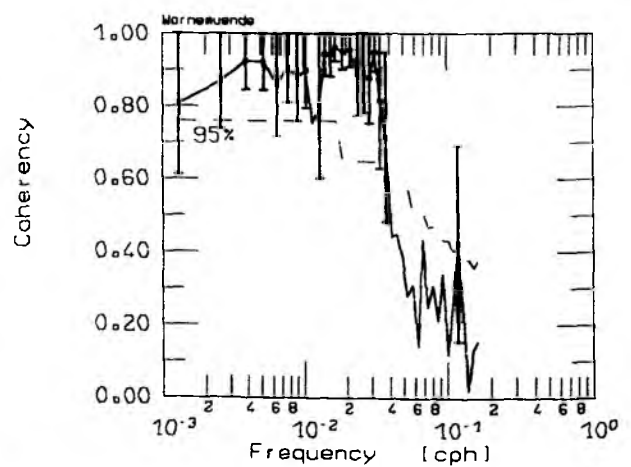
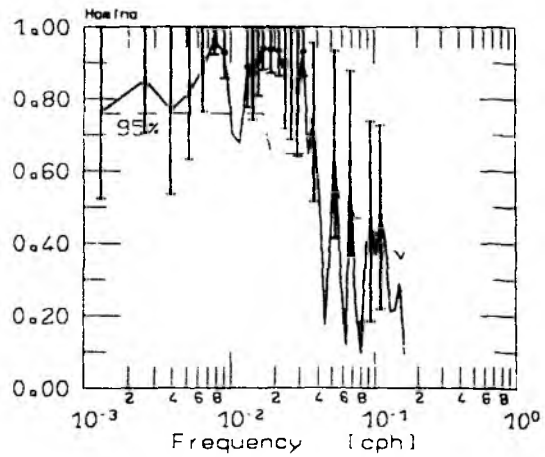
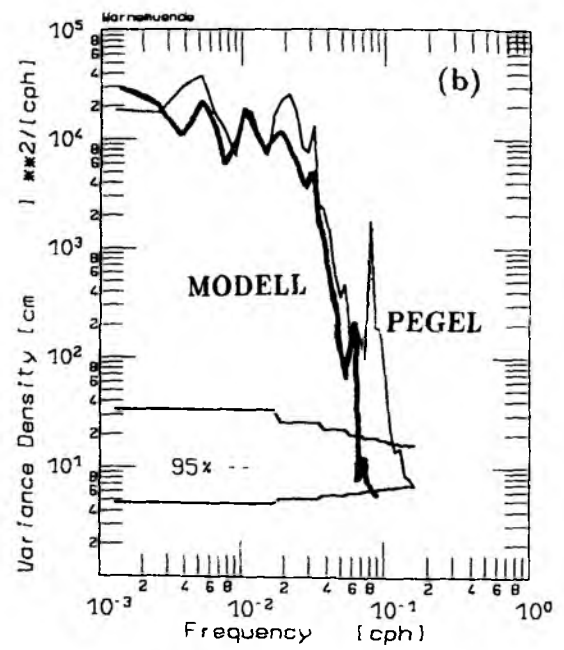
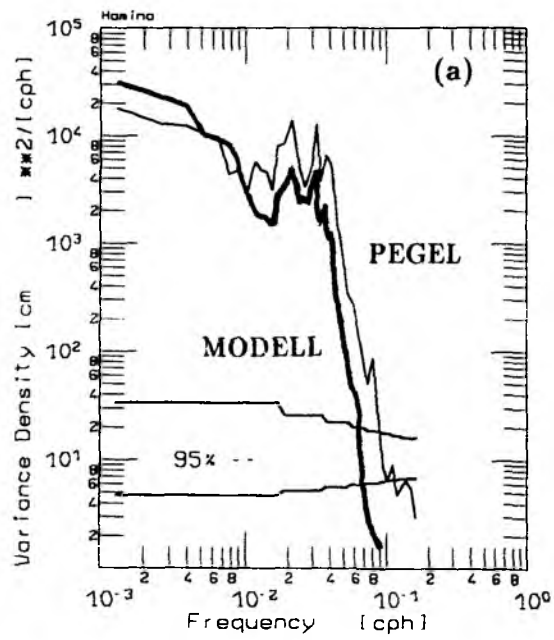
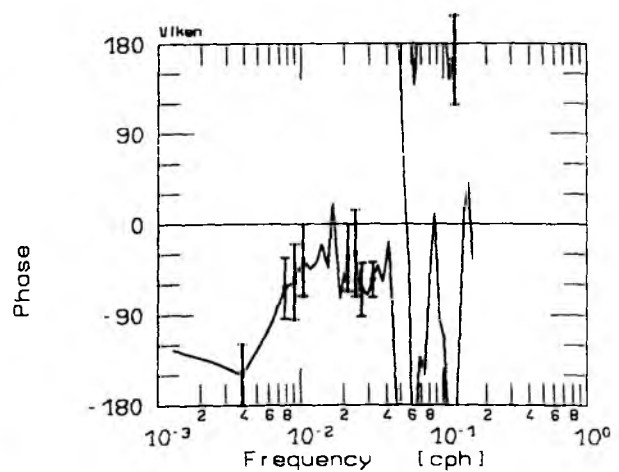
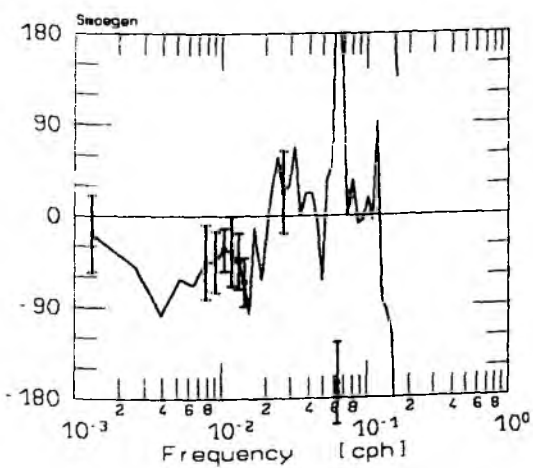
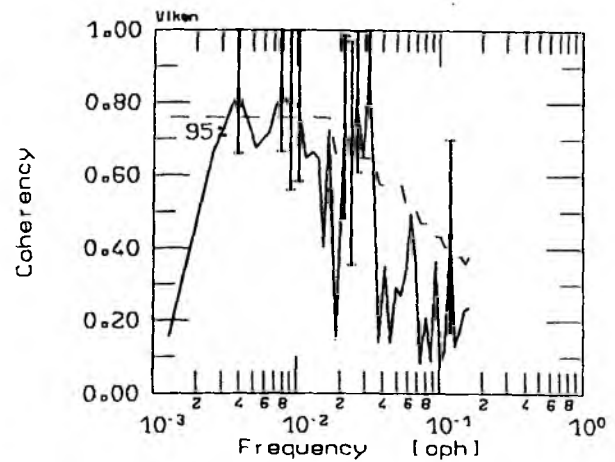
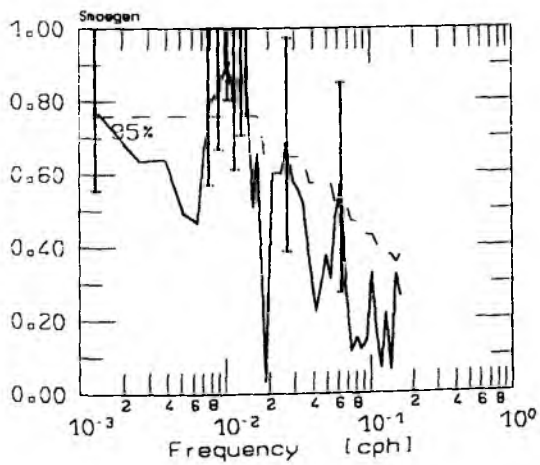
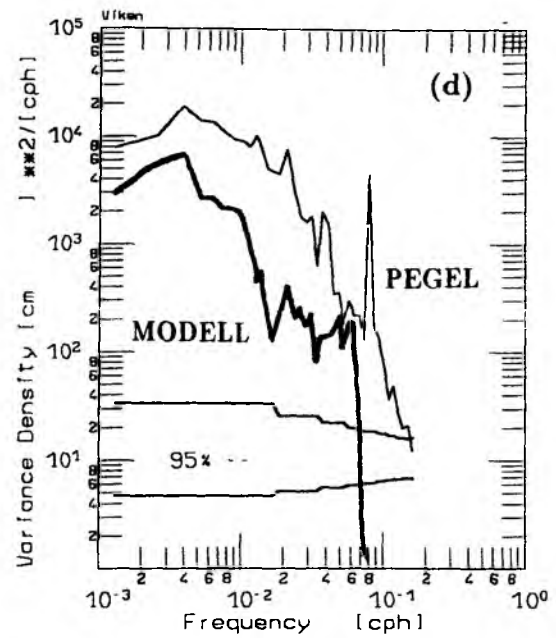
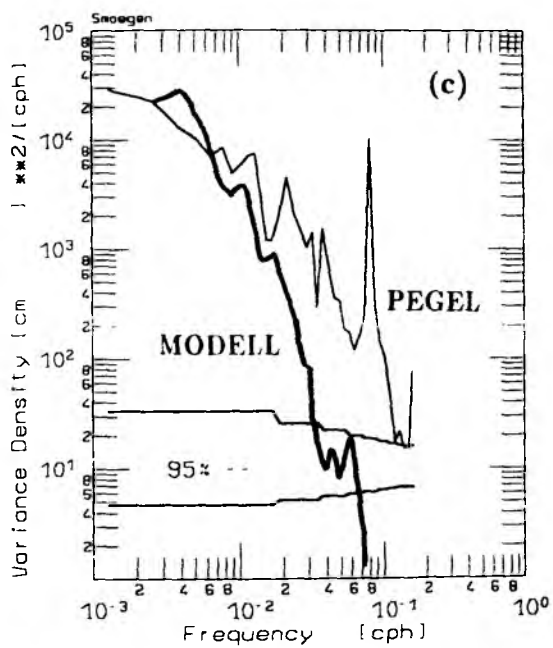


Abb. 7.2.2 a-b Spektraler Vergleich der Pegelstände in der Ostsee



PHASE IN [0,180] MEANS: SERIES 1 LEADS

PHASE IN [0,180] MEANS: SERIES 1 LEADS

Abb. 7.2.2 c-d Spektraler Vergleich der Pegelstände im Kattegat

konnten jedoch aufgrund von Speicherplatzproblemen nicht durchgeführt werden.

Im spektralen Vergleich (Abb. 7.2.2 a-c) zeigt sich, daß für das Gebiet der Ostsee bei Perioden $\tau > 1$ d die Kohärenz zwischen Modell und Messung oberhalb des 95 %-Niveaus der Null-Kohärenz-Hypothese bei übereinstimmender Phasenlage liegt. Perioden unterhalb eines Tages sollten hier nicht zum Vergleich herangezogen werden, da aus Gründen der Datenhaltung die Modelldaten nur alle 6 h abgetastet wurden. Die Pegelregistrierungen von Hamina weisen eine erhöhte Energiekonzentration im Bereich der Seiches niederer Ordnung (26-31 h, WÜBBER & KRAUSS 1979) auf, wobei die Eigenfunktion des ersten Modes ($\tau = 31$ h) sich ebenfalls in den Daten von Warnemünde nachweisen läßt.

Interessant ist, daß das Kohärenzspektrum von Viken nur im Bereich dieser Seichesperiode signifikant von der Null-Kohärenz-Hypothese verschieden ist. Es findet offensichtlich eine Anregung dieser Frequenz durch den Öresund hindurch statt. Das modellierte Energieniveau von Viken liegt im Vergleich zu den Beobachtungen und den Daten von Smögen generell zu niedrig. Der aus numerischen Gründen künstlich erweiterte Öresund bedingt möglicherweise einen zu schnellen Abfluß angestauter Wassermassen, so daß die Varianz des Wasserstandes zu schwach simuliert wird.

7.3 Zirkulation

7.3.1 Mittlere Zirkulation

Der Windschub sowie der thermohaline Antrieb an der Meeresoberfläche, der Süßwassereintrag der Flüsse sowie der Salzwassereinstrom durch die Beltsee und den Sund lassen sich als die wesentlichen Prozesse identifizieren, die die mittlere Zirkulation bedingen. Die interne Struktur des baroklinen Feldes zusammen mit topographischen Effekten bestimmen die Variabilität der Zirkulation in Zeit und Raum.

Der barokline Antrieb ist in erster Linie durch das haline Feld bestimmt. In den Sommermonaten erlangt die vertikale Verteilung der Temperatur Bedeutung, die

Tiefe der sommerlichen thermischen Sprungschicht bestimmt die Eindringtiefe der winderzeugten Triftströme (MÄLKKI & TAMSALU 1985).

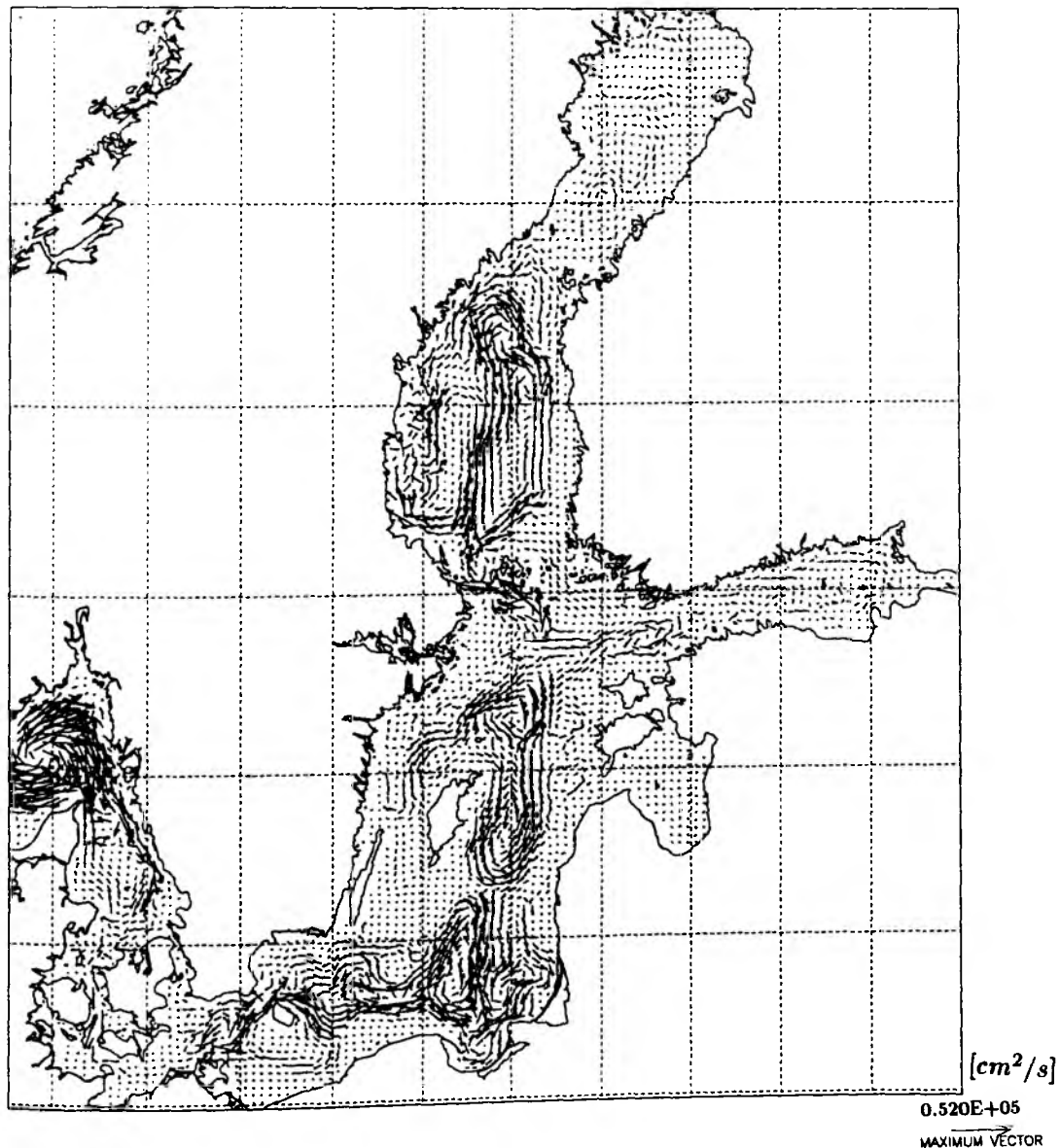


Abb. 7.3.1.1a Mittlerer Volumentransport Mai 1989, Auflösung 10x10 km

Wegen der hohen Variabilität der meteorologischen Parameter über dem Gebiet der Ostsee erscheint es sinnvoll, den Mittelungszeitraum zur Berechnung der Zirkulation auf einzelne Monate oder auf einzelne Jahreszeiten zu beschränken. Ein Jahresmittel würde einzelne Zirkulationsregime überdecken. Ob durch ein einfaches Jahresmit-

tel (gesamter zur Verfügung stehender Integrationszeitraum) die rein thermohalin bedingte Zirkulation aus dem mittleren Feld selektiert werden kann, ist fraglich.

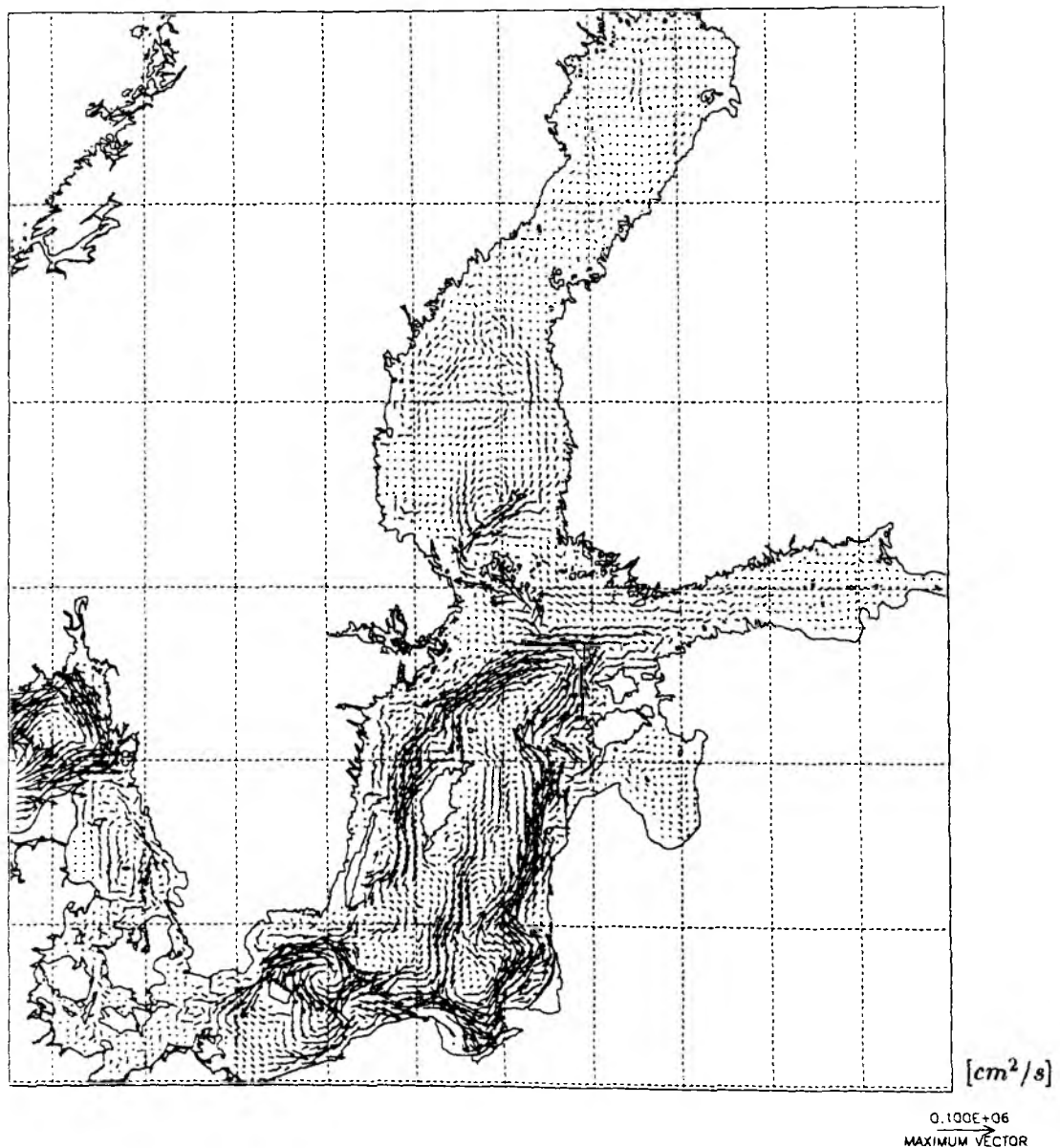


Abb. 7.3.1.1b Mittlerer Volumentransport Oktober 1989, Auflösung 10×10 km

Die mittlere Zirkulation der Ostsee soll hier anhand zweier gegensätzlicher Situationen beschrieben werden. Abb. 7.3.1.1 zeigt die Monatsmittel für den Mai und den Oktober 1989. Als Auswahlkriterium wurde die über die Ostsee gemittelte Windgeschwindigkeit gewählt. Der Mai zeichnete sich durch schwache bis mäßige

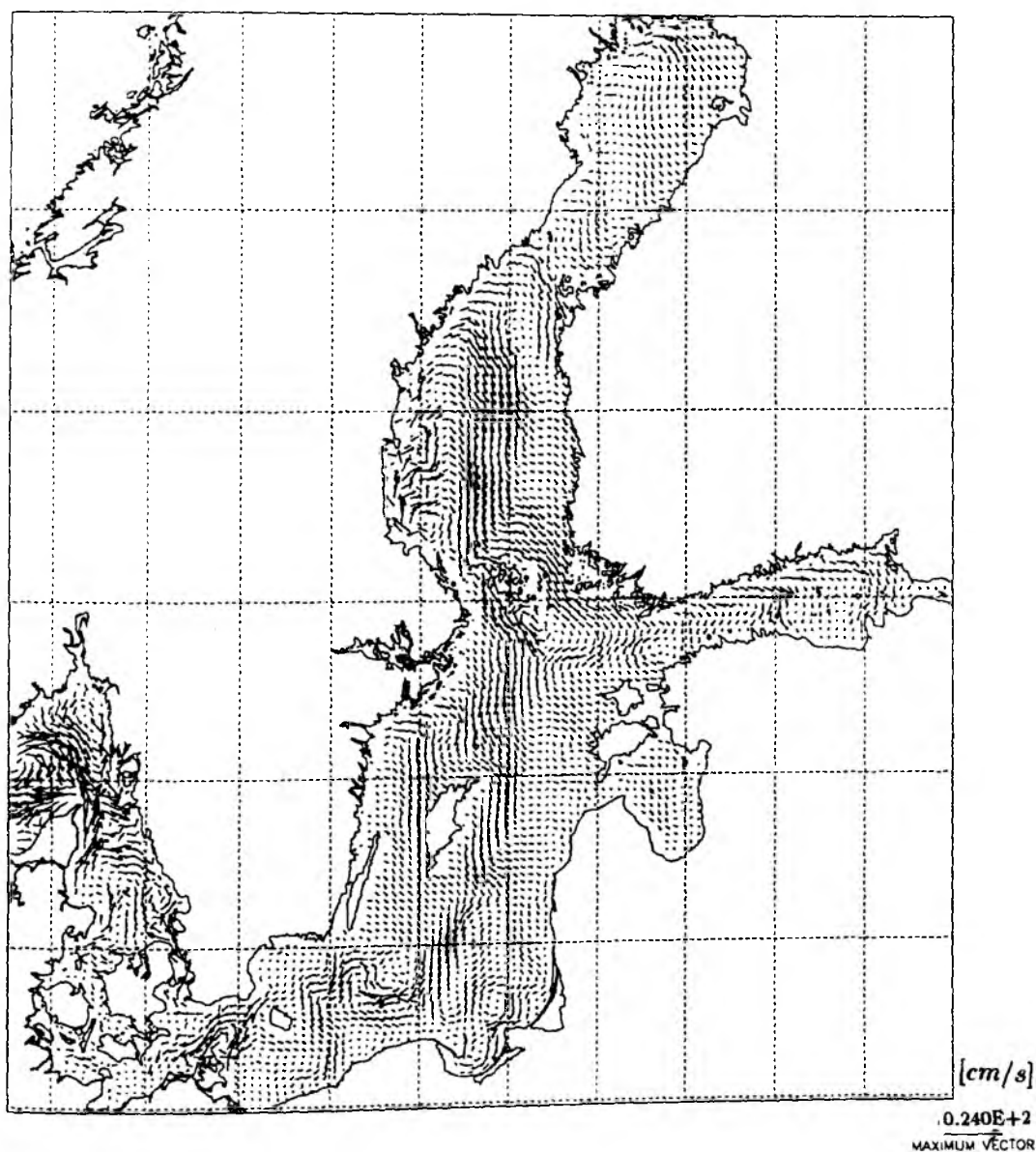


Abb. 7.3.1.2a Mittlere Oberflächenströmung Mai 1989, Auflösung 10×10 km

Winde aus, wohingegen im Oktober frische bis starke Winde vorherrschten. Unter ruhiger Wetterlage ist mit einer thermohaline geprägten Zirkulation zu rechnen, stark wechselhafte Wetterlagen sollten von der vorherrschenden Windrichtung beeinflusst sein.

Die Mai-Zirkulation (Abb. 7.3.1.1a) zeigt verschiedene Zellen, deren Form und Lage offensichtlich von der Beckenstruktur der Ostsee bestimmt sind. Eine zyklonale Zelle

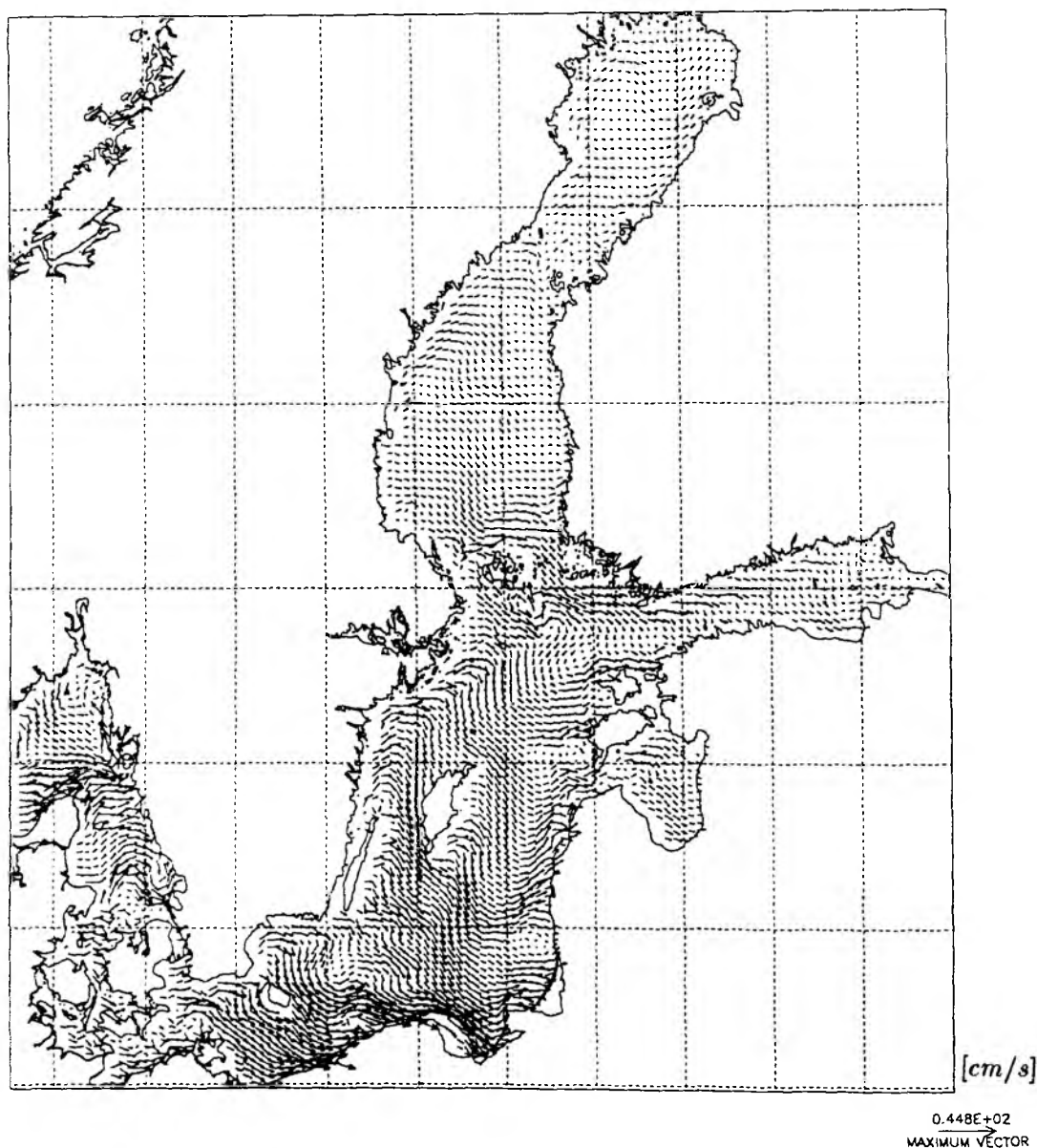


Abb. 7.3.1.2b Mittlere Oberflächenströmung Oktober 1989, Auflösung 10x10 km

umfaßt das Bornholmbecken, die Stolperrinne und das südöstliche Gotlandbecken. An deren Ostflanke befinden sich zwei antizyklonale Zellen, die eine reicht bis an das Kurische Haff, die andere liegt in der Danziger Bucht. An der Westflanke existiert um Bornholm herum eine schwache antizyklonale Zelle, die bis in die Oderbucht hineinreicht. Über das Bornholmgat schließt eine weitere zyklonale Zelle im Arkonabecken an. Der nördliche Teil des Gotlandbeckens weist ebenfalls eine zyklonale

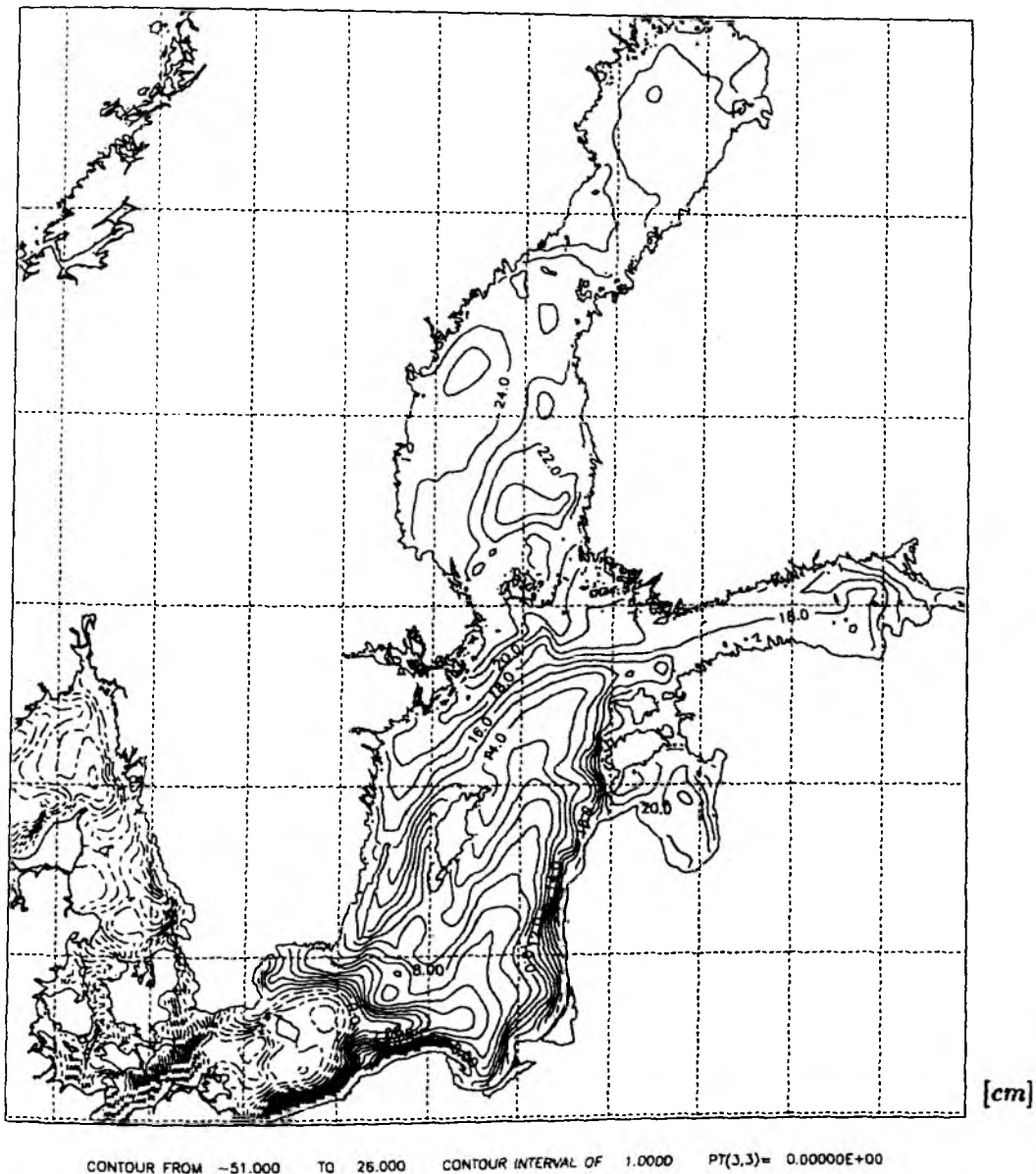


Abb. 7.3.1.3a Oberflächenauslenkung vom 17.10.1989: positive Wasserstände durchgezogen, negative Wasserstände gestrichelt

Zirkulation auf, die Teile des westlichen Gotlandbeckens erfasst und bis in den Finnischen Meerbusen hineinreicht. Die die gesamte Bottensee umfassende dipolartige Zirkulation wird durch eine kräftige Strömung durch die Ålandsee gespeist.

Diesen beckenweiten Zirkulationen sind Wirbelstrukturen mit Durchmessern zwischen 30-60 km überlagert. Maximale Volumentransporte von $2.6 \cdot 10^{10} \text{ cm}^3/\text{s}$

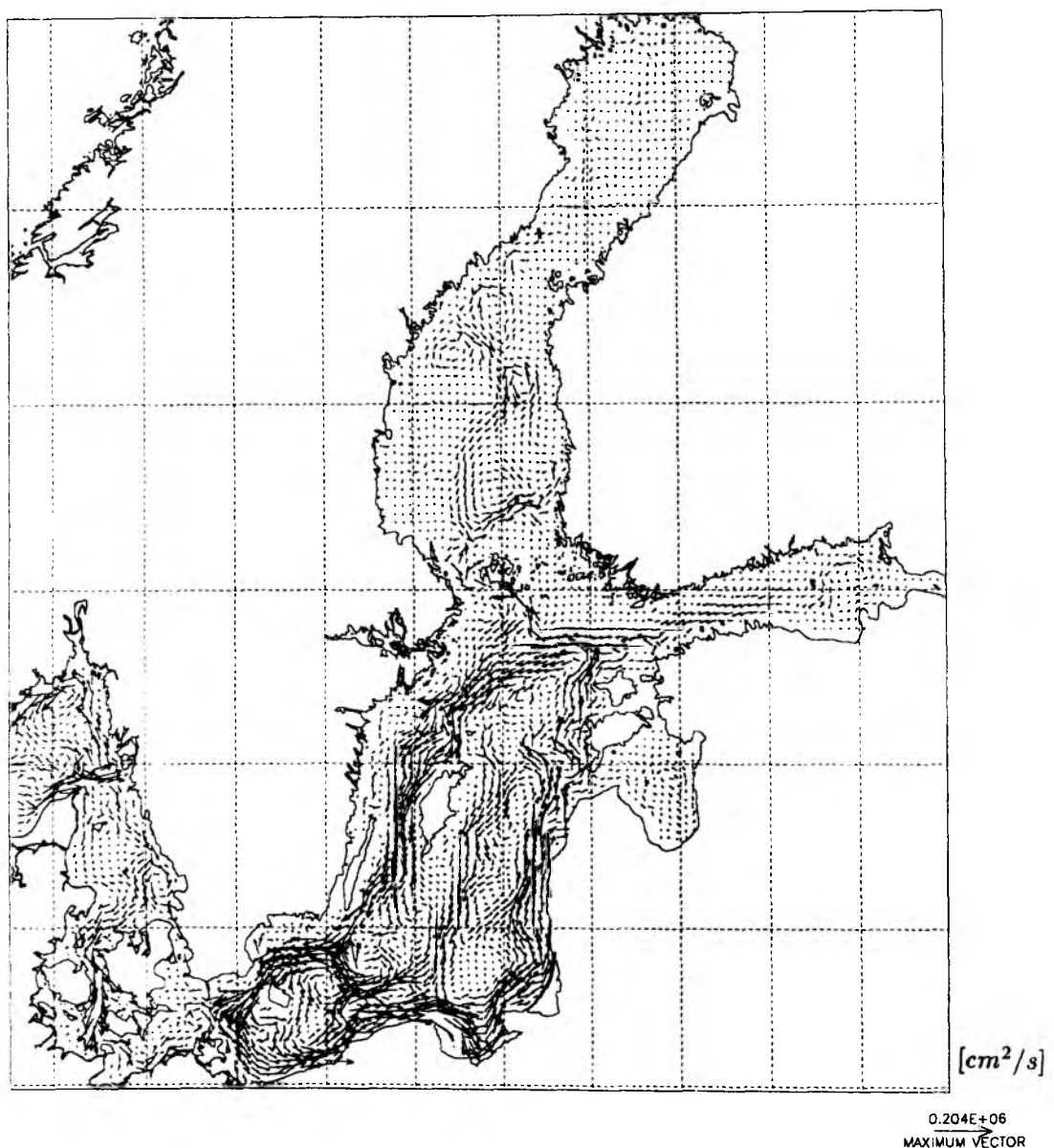


Abb. 7.3.1.3b Volumentransport vom 17.10.1989, Auflösung 10x10 km

werden in der antizyklonalen Zelle im Skagerrak erreicht. Aus dieser Zelle reicht ein Stromarm bis in das südliche Kattegat hinein.

Im Oktober entsteht unter dem Einfluß kräftiger West- bis Südwestwinde eine mächtige zyklonale Zirkulationszelle, die die gesamte zentrale Ostsee erfaßt. Die Strömung ist in vielen Bereichen küstenparallel. Der nach Norden setzende Stromzweig im östlichen Gotlandbecken ist mit der Lage der 40 m Tiefenlinie annähernd

identisch. Von der dipolartigen Struktur in der Bottensee ist nur noch die zyklonale Zelle angedeutet. Vergleicht man die beiden Zirkulationsregime, so wird deutlich, daß es sich nicht um vollständig unterschiedliche Systeme handelt, sondern daß die Oktober-Zirkulation vielmehr eine Überlagerung der Zirkulation im Mai darstellt. Es finden sich jedoch Regionen, in denen eine Stromumkehr stattfindet.

Interessant ist der Vergleich der Volumentransporte mit den entsprechenden Oberflächenströmungen (Abb. 7.3.1.2). Findet man für den Mai eine relativ gute Übereinstimmung der Stromrichtung zur mittleren Zirkulation, scheint das mittlere horizontale Geschwindigkeitsfeld des Oktobers unabhängig vom Volumentransportfeld zu sein.

Der quer nach rechts zum Windvektor setzende Ekmantransport führt zu einem Wasseranstau an den Küsten, dort wo der Wind ablandig ist, zu einem entsprechenden Gefälle. Die hieraus resultierenden Gefällströme, die in vielen Bereichen der quasi-geostrophischen Balance (Strömung verläuft annähernd parallel zu den Wasserstandslinien) unterliegen, werden durch die Topographie modifiziert.

Abb. 7.3.1.3 zeigt in einer Momentaufnahme des 17.10.1989 die augenblickliche Zirkulation mit der zugehörigen Wasserstandsverteilung. Unter dem Einfluß starker Winde aus westlichen Richtungen ist die Nulllinie der Oberflächenauslenkung weit in das Bornholmbecken gewandert. Die positive Wasserstandsdifferenz zwischen dem südlichen Kattegat und der westlichen Ostsee führt zu Einstrom durch den Großen Belt senkrecht zu den Linien gleichen Wasserstandes.

In vielen Bereichen der übrigen Ostsee verläuft der Volumentransport parallel zu den Isolinien der Oberflächenauslenkung. Das Bornholmbecken und das Gotlandbecken werden zyklonal umströmt, wobei sich im östlichen Gotlandbecken eine eigene Zirkulation, die über die Stolperrinne in das Bornholmbecken hineinreicht, ausgebildet hat. Am westwärtigen Eingang der Stolperrinne befindet sich ein zyklonaler Wirbel mit einem Durchmesser von ca 50 km.

7.3.2 Zirkulation in der Beltsee

Der Wasseraustausch zwischen Nord- und Ostsee wird durch die geringe Wassertiefe und der Enge der Belte sowie des Sundes entscheidend beeinflusst. Auf zwei Wegen, dem kurzen durch den Sund und dem langen, der aus Großem Belt, Fehmarnbelt und Gedser Enge besteht, geht der Wasseraustausch zwischen Kattegat und Ostsee vor sich. Die Strömung über die Drogenschwelle, die den Sund zur Ostsee abschließt hat infolge der geringen Satteltiefe von der Oberfläche bis zum Boden die gleiche

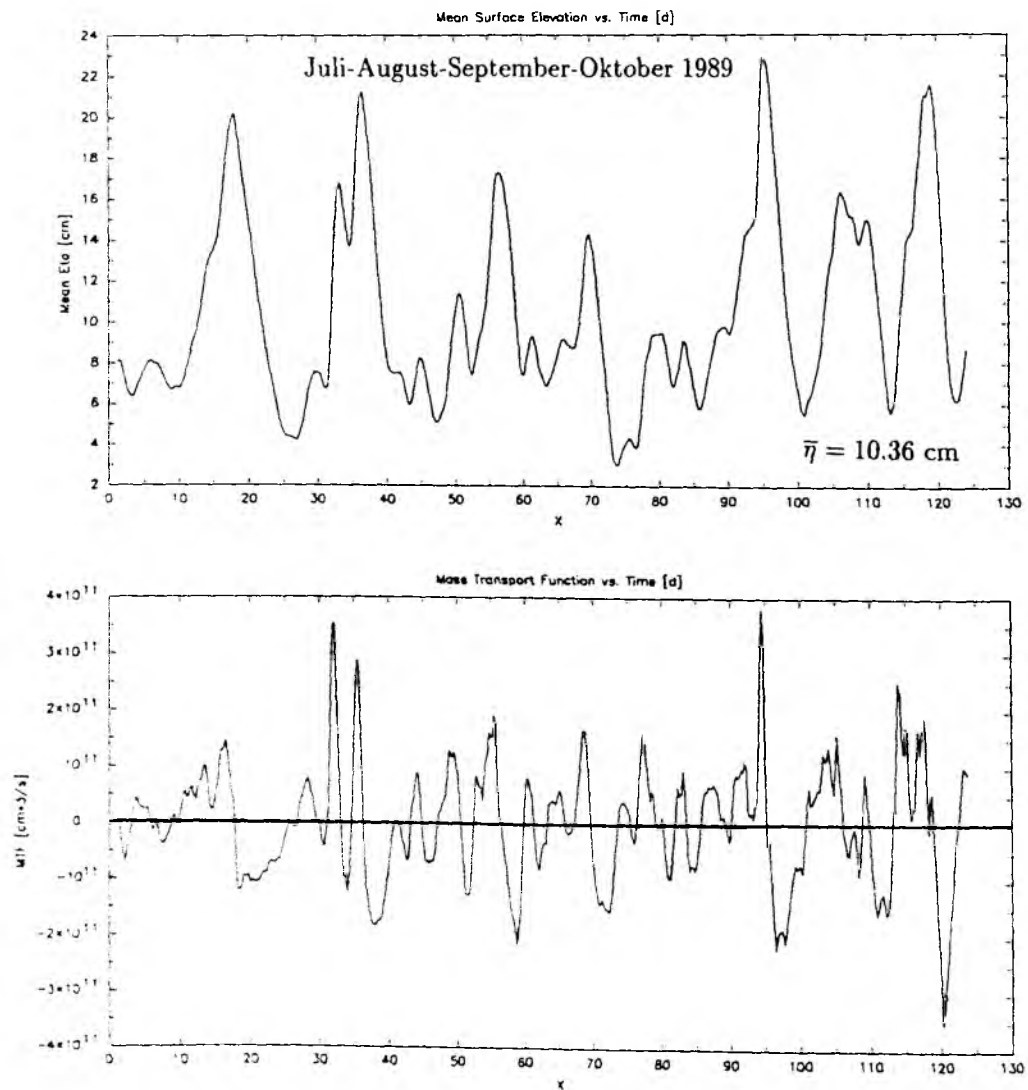


Abb. 7.3.2.1 Mittlerer Wasserstand der Ostsee und Volumentransportfunktion für die Monate Juli-Oktober 1989

Tabelle 7.3.2.1 Netto Wassertransport [km^3] durch die Beltsee und den Sund (Juli 1975 - Dezember 1976), (+) Ausstrom

Monat	VII	VIII	IX	X	XI	XII	I	II	III
Öresund	9.9	27.6	-3.0	25.5	14.4	-34.8	58.4	32.8	-17.4
Goßer Belt	-22.0	50.5	-70.2	55.2	-21.0	-93.9	56.4	51.1	35.0
Kleiner Belt	-	-0.9	-18.8	-4.0	-2.7	-24.1	5.8	6.7	-8.2
Gesamt	-12.1	77.2	-92.0	76.7	-9.3	-152.8	120.6	90.6	9.4
Monat	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII
Öresund	42.5	39.9	0.2	14.9	38.2	32.4	0.9	-20.1	45.5
Goßer Belt	22.6	57.0	-48.2	-10.8	75.7	27.6	-15.3	-114.9	36.8
Kleiner Belt	-2.8	1.7	-8.5	-1.3	16.2	-3.1	-17.0	-34.6	9.7
Gesamt	62.3	98.3	-56.5	2.8	140.1	56.9	-31.4	-169.6	92.0

nach Jacobsen (1986)

Richtung und mit Ausnahme weniger Tage im Jahr auch den gleichen Salzgehalt. Die Strömung durch die Belte hingegen ist durch die Zweiteilung in einen Oberflächen- und einen Tiefenstrom gekennzeichnet, die durch eine Sprungschicht getrennt sind. Der wesentliche Unterschied ist jedoch, daß diese Zweiteilung über die Darßerschwelle in die Ostsee hineinreicht und sich erst dort langsam verliert (WYRTKI 1954).

Die Dynamik der Beltsee ist maßgeblich von der vorherrschenden Wetterlage bestimmt. Der gleiche Wind, der im Kattegat eine Stauwirkung hervorruft, erzeugt in der Arkonasee den entgegengesetzten Effekt. Die infolge der Niveauunterschiede auftretenden Ausgleichsströmungen können dabei beträchtliche Werte annehmen. Unter besonderen Wettersituationen kann es zu sogenannten Salzwassereinbrüchen in die Ostsee kommen. Westwinde erzeugen Einstrom, wohingegen Ostwinde zu Ausstrom führen. Unter ruhigen Wetterbedingungen tritt infolge der positiven Wasserbilanz Ausstrom auf. Nicht der lokale Wind, sondern das großräumige Windfeld bestimmt den Wasseraustausch, wobei der Antrieb nicht direkt durch den Windschub, sondern durch den Wasseranstau und den damit verbundenen barotropen

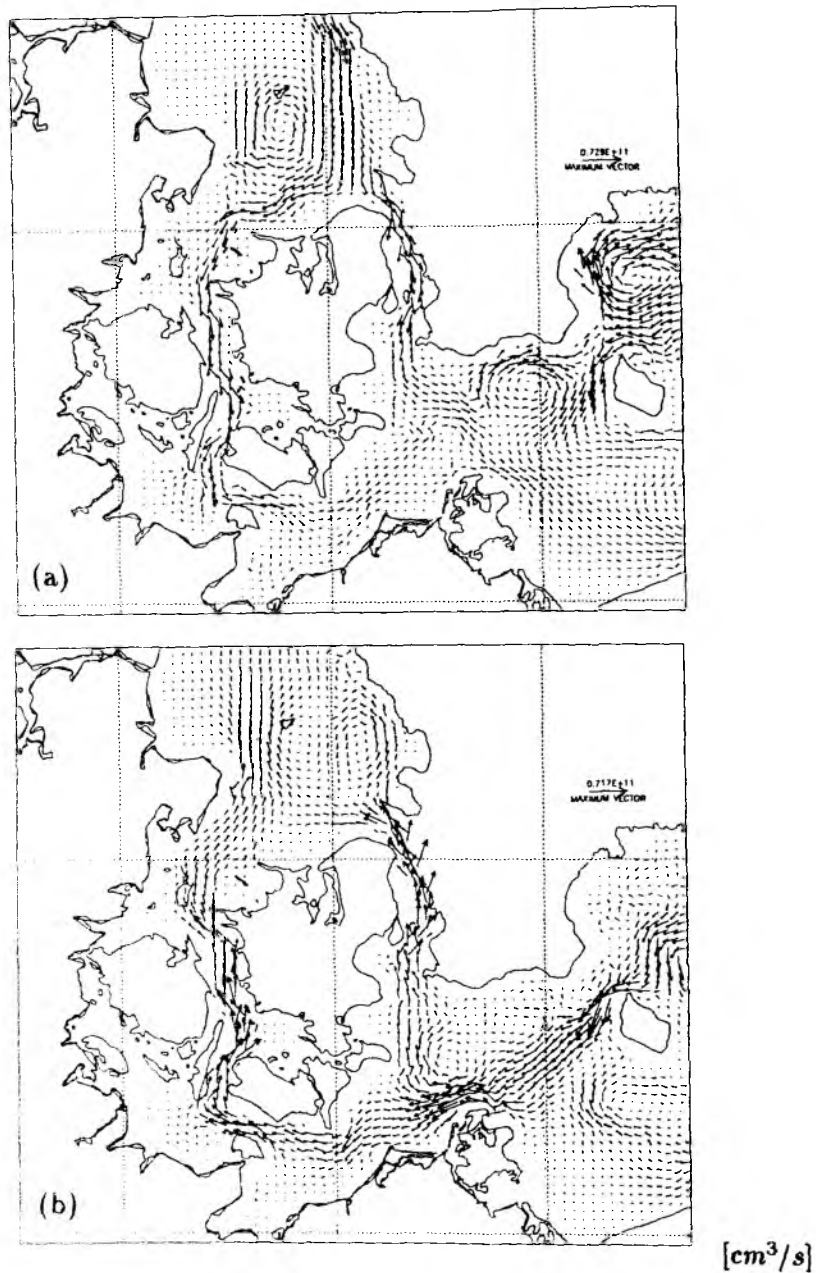


Abb. 7.3.2.2 a-b Mittlerer barotroper Transport: (a) Einstrom, (b) Ausstrom

Druckgradienten geleistet wird. Die besondere Bedeutung der Dynamik der Beltsee in Hinsicht auf den Wasseraustausch zwischen Nord- und Ostsee ist deshalb Gegenstand vieler wissenschaftlicher Untersuchungen gewesen (z.B. KÄNDLER 1951, WYRTKI 1953, WYRTKI 1954, DIETRICH 1951, STIGEBRANDT 1987, FRANCK et al. 1987, LASS & SCHWABE 1990).

**Tabelle 7.3.2.2 Mittlerer barotroper Transport [km^3],
(+) Ausstrom**

Zeit	21.10-27.10.89	27.10.-30.10.89	1.10.-31.10.89
Großer Belt	-28	26	-28.1
Öresund	-27.5	24	40.2
Fehmarnbelt	-26.9	27	-11.8
Gesamt *	-55.5	50	12.1

* nur Großer Belt und Öresund

Eine Aufspaltung des mittleren Nettotransportes in Prozentanteilen für den Großen Belt, den Kleinen Belt und dem Öresund erscheint angesichts der starken Variabilität zweifelhaft. Betrachtet man die Monatsmittel der Nettotransporte vom Juli 1975 bis Dezember 1976 für den Großen Belt, den Kleinen Belt und dem Öresund (Tabelle 7.3.2.1, JACOBSEN 1986), so ergibt sich eine Vielzahl von Kombinationsmöglichkeiten. Weder sind die Richtungen der Transporte einheitlich, noch zeigen gleiche Monate in der Zeitreihe den gleichen Trend. Die Monatsmittel sind stark von der jeweiligen vorherrschenden Wettersituation beeinflusst.

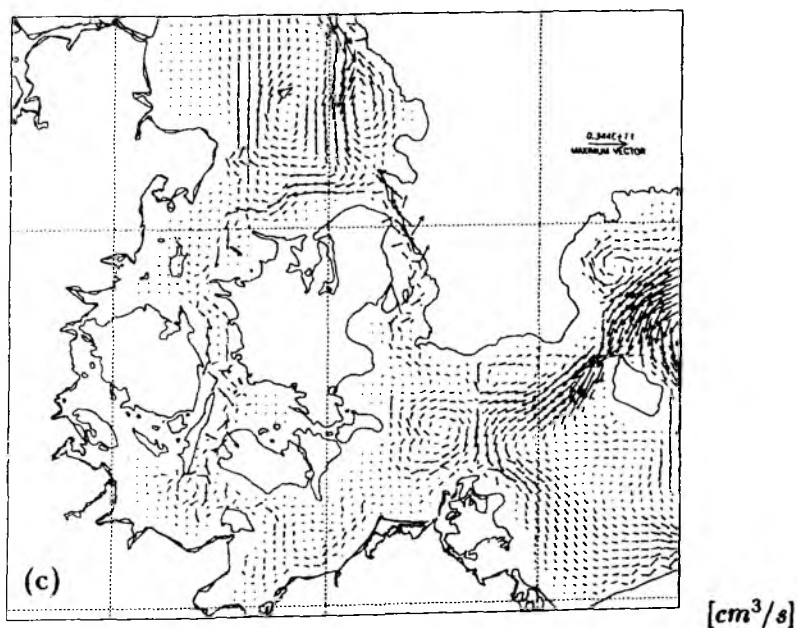


Abb. 7.3.2.2c Monatsmittel des barotropen Transportes, Oktober 1989

Abb. 7.3.2.1 zeigt den mittleren Wasserstand der Modellostsee und die entsprechende Volumentransportfunktion für die Monate Juli bis Oktober 1989. Aus der zeitlichen Variation des Wasserstandes läßt sich bei einer Oberfläche der Ostsee von ca. 350000 km^2 die Transportfunktion in Abhängigkeit der Volumenänderung berechnen. Zwischen den Extremwerten des Wasserstandes treten jeweils reine Ein- bzw. Ausstromlagen, die bis zu 10 Tagen andauern können, auf. Der mittlere barotrope Transport für eine Ein- bzw. Ausstromlage sowie das Monatsmittel vom Oktober 1989 sind in Abb. 7.3.2.2 dargestellt.

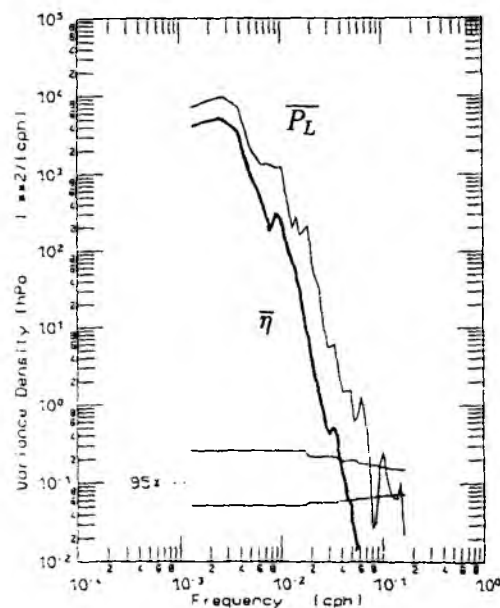


Abb. 7.3.2.3 Spektraler Vergleich: Luftdruck (dünne Linie);
mittlerer Wasserstand der Ostsee (dicke Linie)

Tabelle 7.3.2.2 faßt die entsprechenden Transporte durch den Großen Belt, den Fehmarnbelt und den Sund zusammen. Die ausgetauschten Wasservolumina haben die gleiche Größenordnung, wie die Nettotransporte, die JACOBSEN (1986) ermittelte (vergleiche Tabelle 7.3.2.1). Das Monatsmittel des Nettotransportes ist von der Anzahl der im Mittelungszeitraum auftretenden Extrema abhängig. Diese wiederum sind durch die meteorologischen Bedingungen vorgegeben. Vergleicht man die Spektren der über die Ostsee gemittelten meteorologischen Daten: Wind, Wind Schub und Atmosphärendruck am Boden mit dem Spektrum des ebenfalls über die

Ostsee gemittelten Wasserstandes, findet man erhöhte Varianzen bei einer Periode von ca. 13 Tagen, wobei die Spektren des Atmosphärendruckes und des mittleren Wasserstandes die höchste Kohärenz zeigen (Abb. 7.3.2.3). Die Schwankungen des mittleren Wasserstandes der Ostsee werden durch das großräumige meteorologische Feld angeregt.

Die zeitliche Entwicklung (1.10.-31.12.1989) des Volumentransportes durch den Großen Belt und den Öresund ist in der Abb. 7.3.2.4 dargestellt. Die Transportfunktionen sind überwiegend in Phase, wobei der Transport durch den Sund in der Regel niedriger ausfällt, jedoch wird ein Transportverhältnis von 75 zu 25 % nicht erreicht. Ob die aus numerischen Gründen künstliche Erweiterung des Sundes hier eine Rolle spielt, läßt sich anhand des vorliegenden Datenmaterials nicht klären.

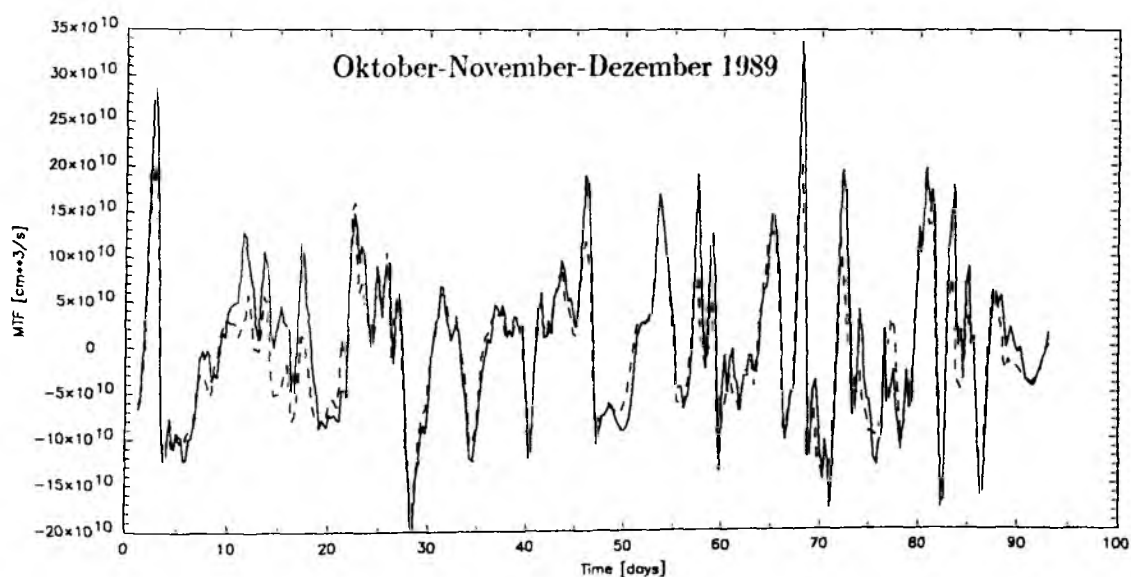


Abb. 7.3.2.4 Zeitreihe der Volumentransportfunktion:

Großer Belt (durchgezogen); Öresund (gestrichelt)

Der Einfluß der quasi-offenen Randbedingung im Skagerrak auf den Wasseraustausch zwischen Nord- und Ostsee läßt sich nur schwer abschätzen. Zwar zeigen die Pegelstände im Kattegat zu den Modellpegeln die größten Differenzen, jedoch liegen die Transporte durch die Beltsee und den Öresund durchaus in der Größenordnung der

Beobachtungen. Der Vergleich von Strommessungen im Großen Belt mit den Modellströmungen (siehe nächsten Abschnitt) zeigt ebenfalls keinen eindeutigen Trend. Differenzen in den Stromgeschwindigkeiten lassen sich oftmals durch Abweichungen des Modellwindes vom realen Windfeld erklären.

7.4 Strömung

7.4.1 Vergleich des Modells mit ADCP-Messungen

Ein Vergleich der baroklinen Modellströmungen mit gemessenen Stromverteilungen ist immer problematisch. Eine verankerte Meßplattform liefert eine Punktmessung, wohingegen die im Modell berechnete Strömung einem integralen Wert über eine Modellbox entspricht. In der freien See lassen sich aufgrund turbulenter Prozesse bestenfalls statistische Vergleiche durchführen. In küstennahen Regionen spielt die Topographie eine große Rolle, welche im Modell jedoch nur genähert dargestellt sein kann. Die engen Meeresstraßen, als Verbindungsstück zwischen dem Kattegat und der westlichen Ostsee, bieten hinsichtlich der oben genannten Probleme zwei Vorteile. Zum einen existieren hier im wesentlichen nur zwei Stromrichtungen, die durch Ein- bzw. Ausstrom festgelegt sind. Zum anderen tritt durch die Enge der Belte und des Sundes eine kanalisierende Wirkung auf, die die Strömungen zu beträchtlicher Größe anwachsen läßt und kleinskalige turbulente Bewegungen überlagert. Nachteilig ist jedoch, daß die Gezeiten im Bereich der Beltsee als deutliches Signal hervortreten. So erreichen die Springtidenhübe der halbtägigen und eintägigen Gezeiten Amplituden von 7-11 cm bzw. 9-15 cm (MAGAARD 1974). Die daran gekoppelten Gezeitenströme liegen im Großen Belt zwischen 30 und 40 cm/s (WYRTKI 1953).

Aus dem dänischen Großen Belt Monitoring Programm wurden an zwei Positionen im Großen Belt (GBI: 55°18.25'N, 10°54.05'E ; GBII: 55°18.79'N, 11°1.31'E) ADCP-Daten (Acoustic Doppler Current Profiler), Temperatur und Salzgehalt sowie Windgeschwindigkeit und deren Richtung vom 01.06-31.12.1989 bereitgestellt. Ein institutseigenes ADPC lieferte Stromdaten aus dem Fehmarnbelt (FB: 54°36'N,

11°9'E). Für das Jahr 1989 existieren zwei Meßphasen vom 27.01-11.04.1989 und vom 21.07.-7.11.1989. Eine Beschreibung des Strommeßverfahrens sowie der beiden Auslegungsphasen finden sich bei SCHOTT (1989) und MIRBACH (1991).

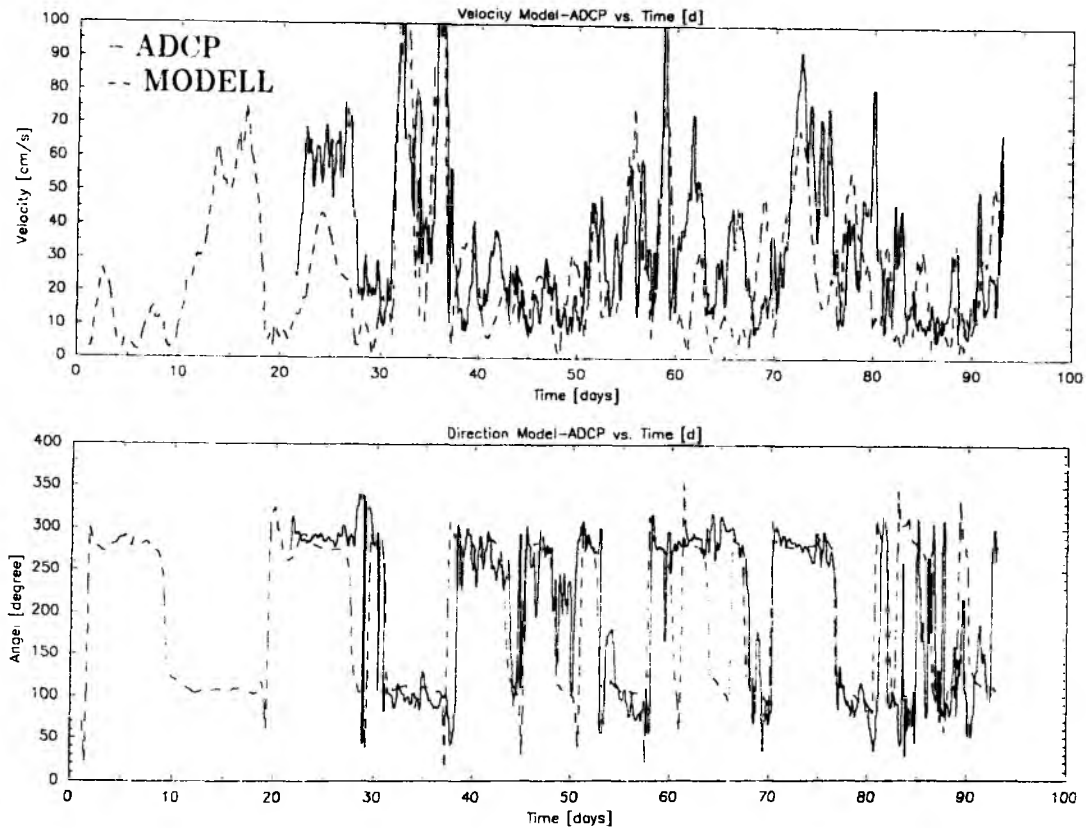


Abb. 7.4.1 Zeitreihe der Stromgeschwindigkeit im Fehmarnbelt:

(a) Juli-August-September

Im folgenden soll zunächst ein visueller Vergleich der gemessenen Daten mit den Modelldaten vorgenommen werden. Dabei bleibt die Analyse auf das zweite Halbjahr 1989 beschränkt. Zur besseren Übersicht, aber auch zur Trennung der Jahreszeiten werden die Daten jeweils für ein Vierteljahr zusammengefaßt dargestellt. Abb. 7.4.1 zeigt die Stromgeschwindigkeiten in einer Tiefe von 3 m im Fehmarnbelt. Man erkennt, daß die wesentlichen Ereignisse getroffen werden (vergleiche Stromrichtungen), wobei jedoch ab Oktober 1989, trotz relativ guter Übereinstimmung der Phasen, die Beträge des Geschwindigkeitsvektors kaum Kohärenz zeigen. Das Strömungsprofil weist mit zunehmender Tiefe generell eine Scherung auf, die

ebenfalls vom Modell prognostiziert wird. Besteht für einzelne Situationen an der Oberfläche gute Übereinstimmung, so pflanzt sich dies bis in die Tiefe fort.

In der Abb. 7.4.2 sind dieselben Parameter für den Großen Belt dargestellt. Die ADCP-Daten weisen in unterschiedlichen Abständen größere Datenlücken auf, so daß ein Vergleich von vornherein schwer fällt. Das Datenmaterial aus dem Großen Belt ist bestenfalls dazu geeignet die Größenordnung der auftretenden Geschwindigkeiten und deren Richtung abzuschätzen. Zudem stellt die Insel Sprogö ein topographisches Hindernis dar, durch das die Strömung im Großen Belt eine Modifikation erfährt. Im Modell konnte aufgrund der horizontalen Maschenweite die Insel topographisch nicht erfaßt werden. Die berechneten Strömungen liegen in der richtigen Größenordnung, der Wechsel der Stromrichtung bei Ein- bzw. Ausstrom wird in den meisten Fällen richtig prognostiziert.

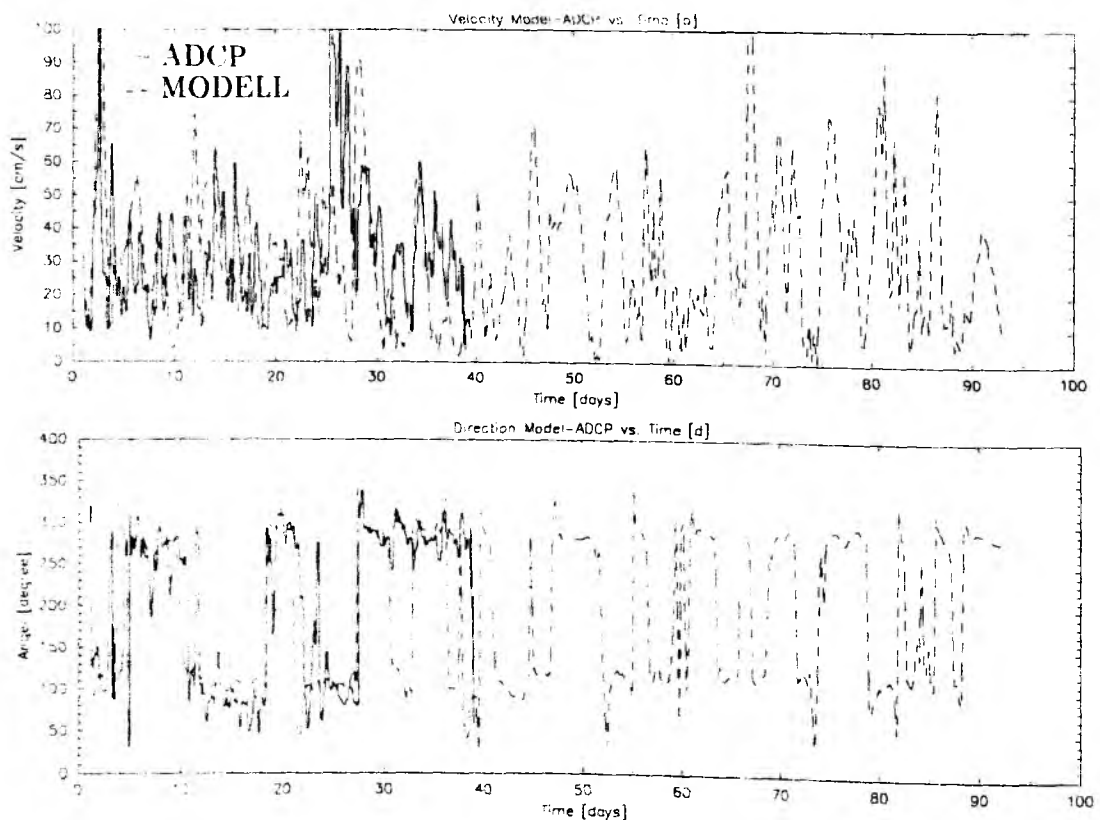


Abb. 7.4.1 Zeitreihe der Stromgeschwindigkeit im Fehmarnbelt:

(b) Oktober-November-Dezember

Phasen mit großer Stromstärke treten im Fehmarnbelt und im Großen Belt offenbar gleichzeitig auf. Im Herbst und zu Beginn des Winters ist eine deutlich erhöhte Varianz der Stromgeschwindigkeit und der Stromrichtung zu erkennen.

Es stellt sich die Frage, warum einige Ereignisse richtig simuliert werden, andere jedoch nicht? Abb. 7.4.3. zeigt die für den Modellantrieb berechneten Winddaten im Vergleich zu den auf der Insel Sprogö gemessenen Windgeschwindigkeiten (s. Abb. 4.1.5 für die Winddaten der Monate Oktober bis Dezember). Auf den ersten Blick decken sich die berechneten Winddaten, abgesehen von hochfrequenten Fluktuationen, die in den halbtägigen Bodendruckdaten nicht aufgelöst sein können, mit den gemessenen Windwerten. Es gibt jedoch Situationen, in denen Abweichungen von mehreren Metern pro Sekunde über mehrere Tage auftreten (z.B: Tag 20-30 und Tag 60-70, Abb. 7.4.3). Große Diskrepanzen im Windschub führen zu entsprechenden Fehlvorhersagen der Modellströmungen (vergleiche Abb. 7.4.1a und 7.4.2a). Da der Wind die Dynamik in den Belten nicht direkt treibt, sondern der barotrope Druckgradient, der sich durch Windanstau und den entgegengesetzten Effekt aufbaut, verantwortlich ist, muß der fehlerhafte Antrieb zu größeren Differenzen in den entsprechenden Pegelständen führen.

In der Abb. 7.4.4 sind die Differenzwerte der Pegelstände zwischen Aarhus und Warnemünde, sowohl für die gemessenen als auch für die prognostizierten Wasserstandsdifferenzen, dargestellt. Positive Differenzen bedeuten einen im Kattegat erhöhten Wasserstand gegenüber der Mecklenburger Bucht, welcher mit Einstrom in die Ostsee verbunden ist, bei negativen Differenzen resultiert Ausstrom. Einen Teil der auftretenden Abweichungen der Wasserstandsneigungen lassen sich durch fehlerhaften Wind erklären. Jedoch sollte hier nicht der Effekt der quasi-offenen westlichen Randbedingung übersehen werden. Im Abschnitt 7.2 wurde gezeigt, daß die im Modell vorhergesagten Pegelstände im Kattegat gegenüber gemessenen Werten die größten Differenzen aufweisen. Die wesentlichen Diskrepanzen in den Stromdaten durch die Beltsee lassen sich demnach dem kombinierten Effekt des zum Teil fehlerhaften Antriebs und der westlichen Randbedingung zuordnen.

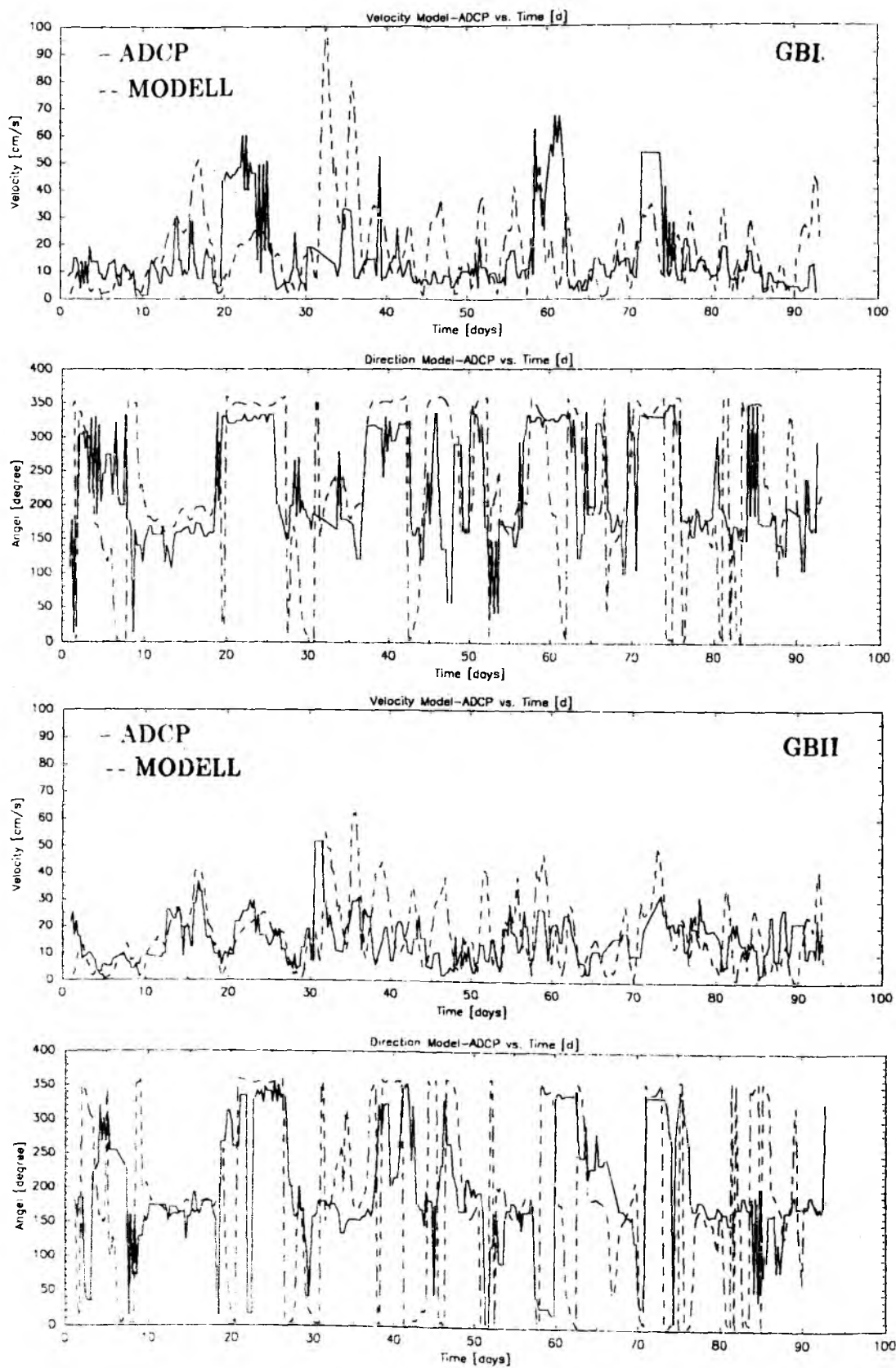


Abb. 7.4.2 Zeitreihe der Stromgeschwindigkeit im Großen Belt:

(a) Juli-August-September 1989

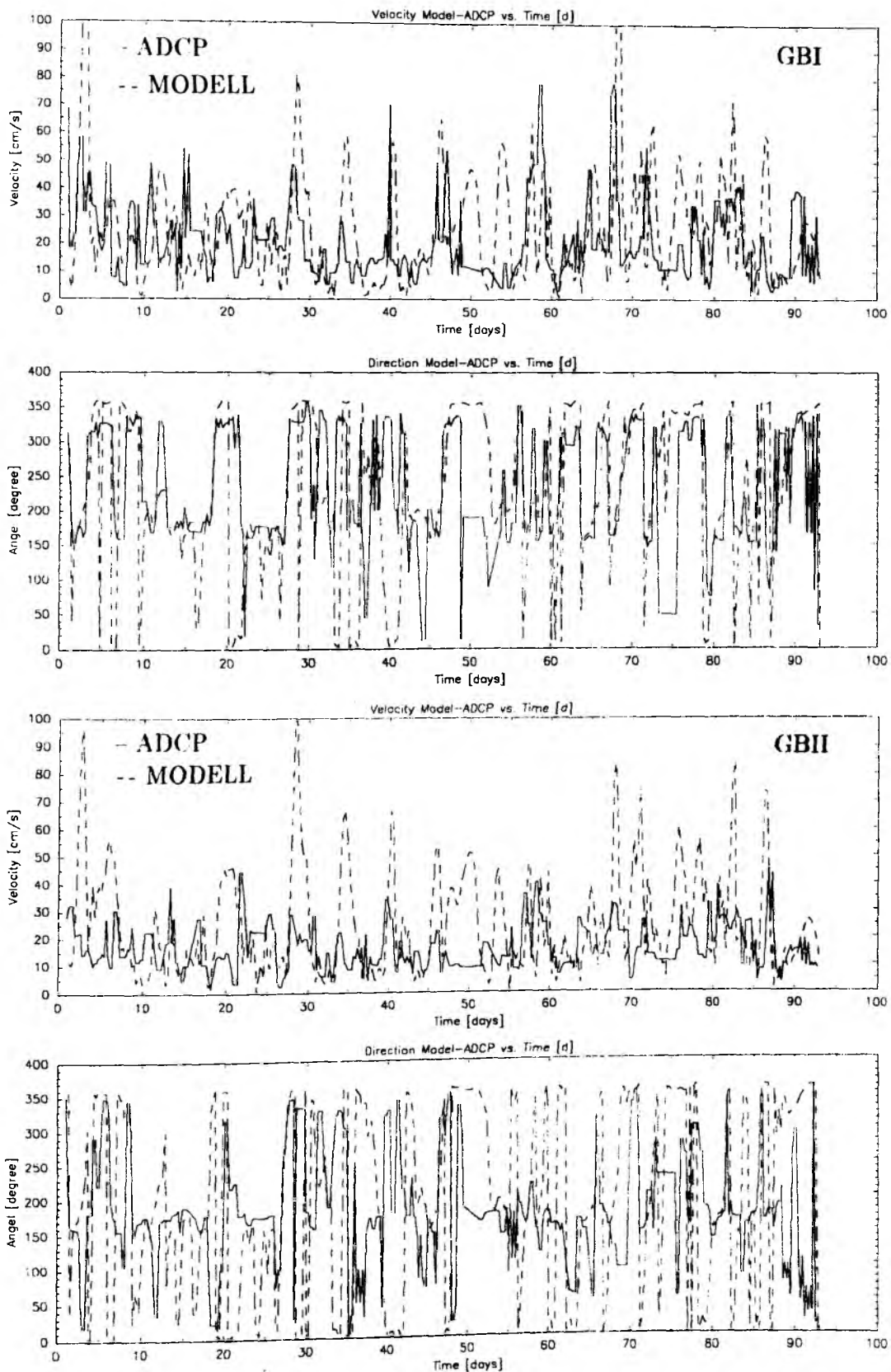
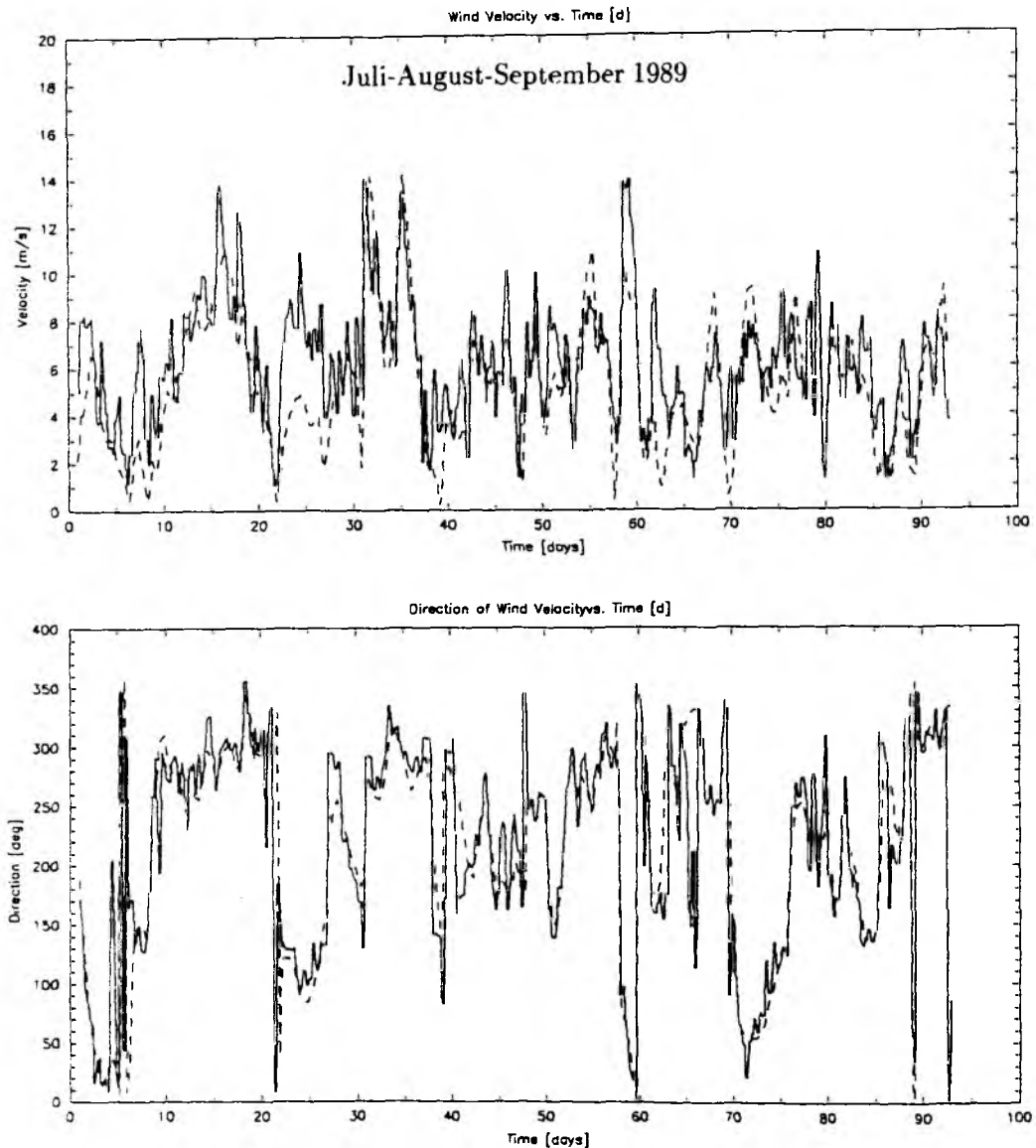


Abb. 7.4.2 Zeitreihe der Stromgeschwindigkeit im Großen Belt:

(b) Oktober-November-Dezember 1989



**Abb. 7.4.3 Vergleich der Windgeschwindigkeiten ($56^{\circ}19.9'N$, $10^{\circ}58.1'E$)
vom 01.07.-30.09.1989: gemessene Daten (durchgezogen), berechnete
Windgeschwindigkeiten (gestrichelt)**

Werden die Wasserstände im Kattegat und in der westlichen Ostsee vom Modell nicht richtig prognostiziert, resultiert ein ebenfalls fehlerhafter Transport durch die Beltsee und den Sund. Dieser wiederum führt zu einem verminderten Salztransport in die Ostsee. Um diesen Effekt abzuschätzen wurde ein Streudiagramm (Abb. 7.4.5) des Volumentransportes durch die Beltsee gegen die Wasserstandsdifferenz zwischen

Aarhus und Rødby erstellt. Mittels linearer Regression wurden der Achsenabschnitt ($0.9 \cdot 10^{10}$) und die Steigung ($0.6 \cdot 10^{10}$) bei einem Korrelationskoeffizienten von 0.7 einer entsprechenden Ausgleichsgeraden berechnet. Eine um 20 cm zu gering vorhergesagte Wasserstandsdiﬀerenz führt zu einem verminderten Transport in der Größenordnung von $1 \cdot 10^{10} \text{ cm}^3/\text{s}$.

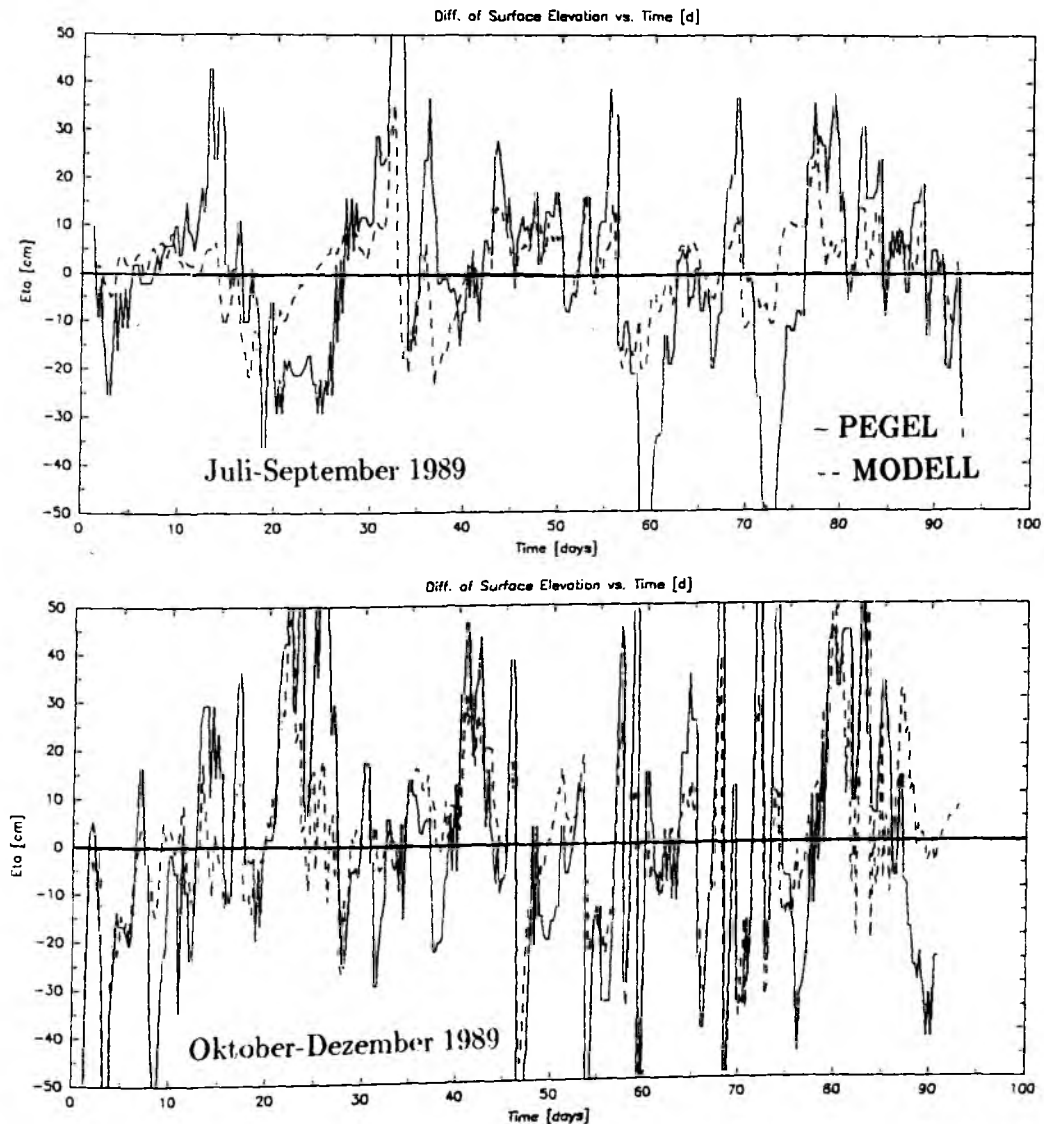
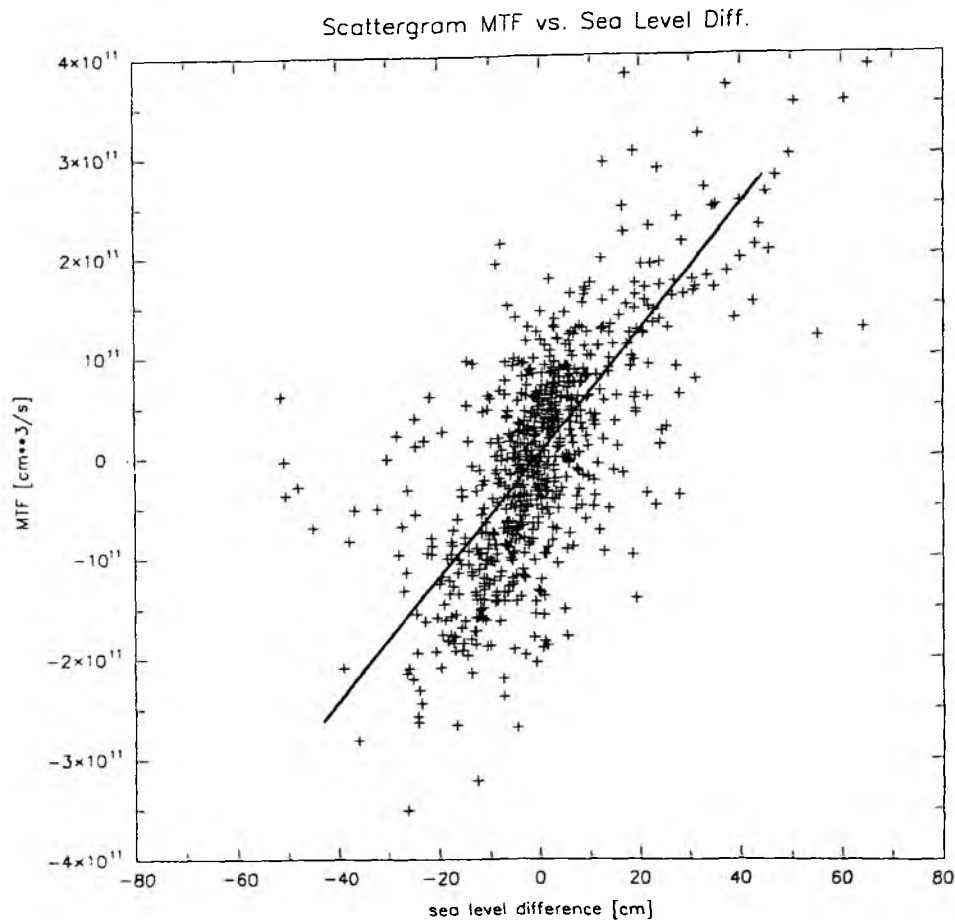


Abb. 7.4.4 Differenz der Pegelstände zwischen Aarhus und Warnemünde,
Juli-Dezember 1989



*Abb. 7.4.5 Streudiagramm des Volumentransportes gegen die Wasserstands-
differenz zwischen Aarhus und Rödby, Juli-Dezember 1989*

In der Abb. 7.4.6 sind die Spektren der U- bzw. V-Komponente des horizontalen Geschwindigkeitsvektors für den Fehmarnbelt dargestellt. Da die Strömung im Fehmarnbelt topographisch geführt ist, weist die zonale Komponente gegenüber der meridionalen erhöhte Varianzdichten auf. Im Niederfrequenzbereich ($\tau \geq 2d$) zeigen die Modelldaten und die gemessenen Stromdaten hohe Kohärenz. Für Perioden $\leq 2d$ fällt das Spektrum der Modelldaten zu stark ab, so daß im hochfrequenten Bereich insgesamt zu niedrige Energiedichten simuliert werden. Das Energiedefizit läßt sich teilweise durch das Auftreten der halb- sowie der eintägigen Gezeiten, welche eine Anhebung der Energiedichte im entsprechenden Frequenzband bewirken, erklären.

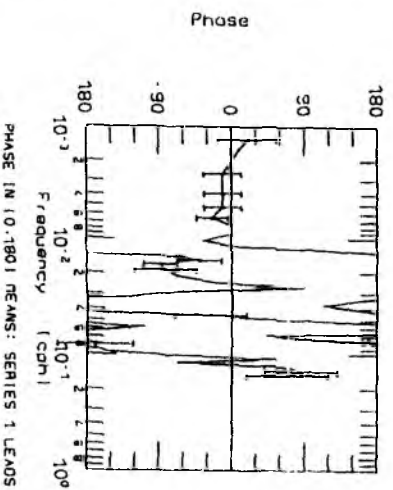
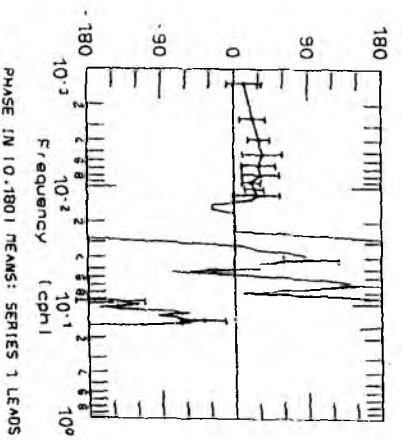
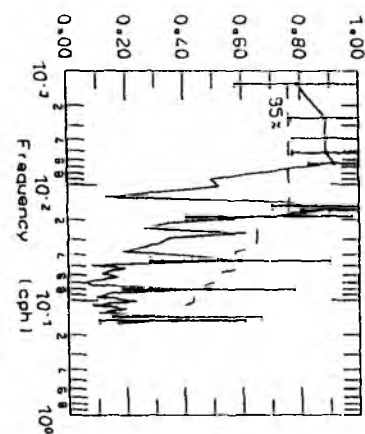
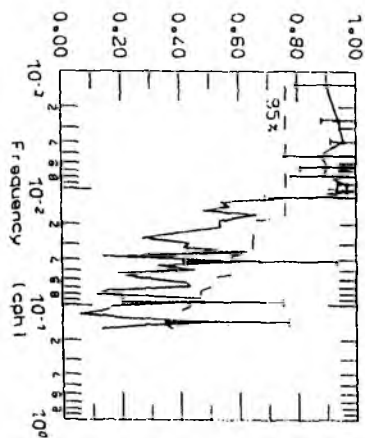
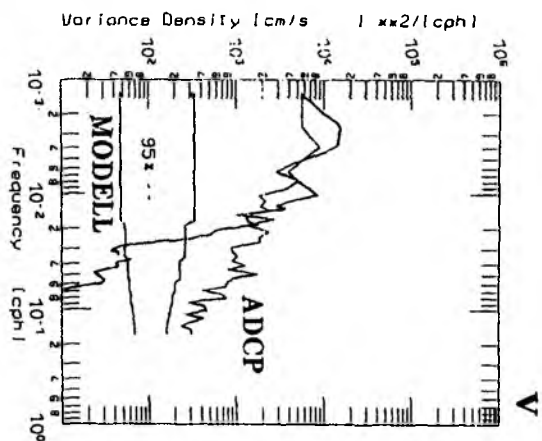
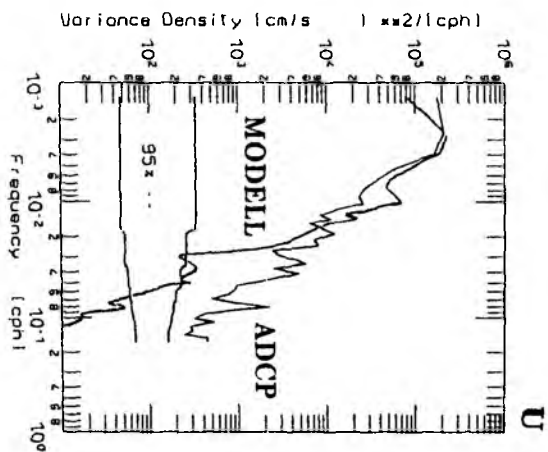
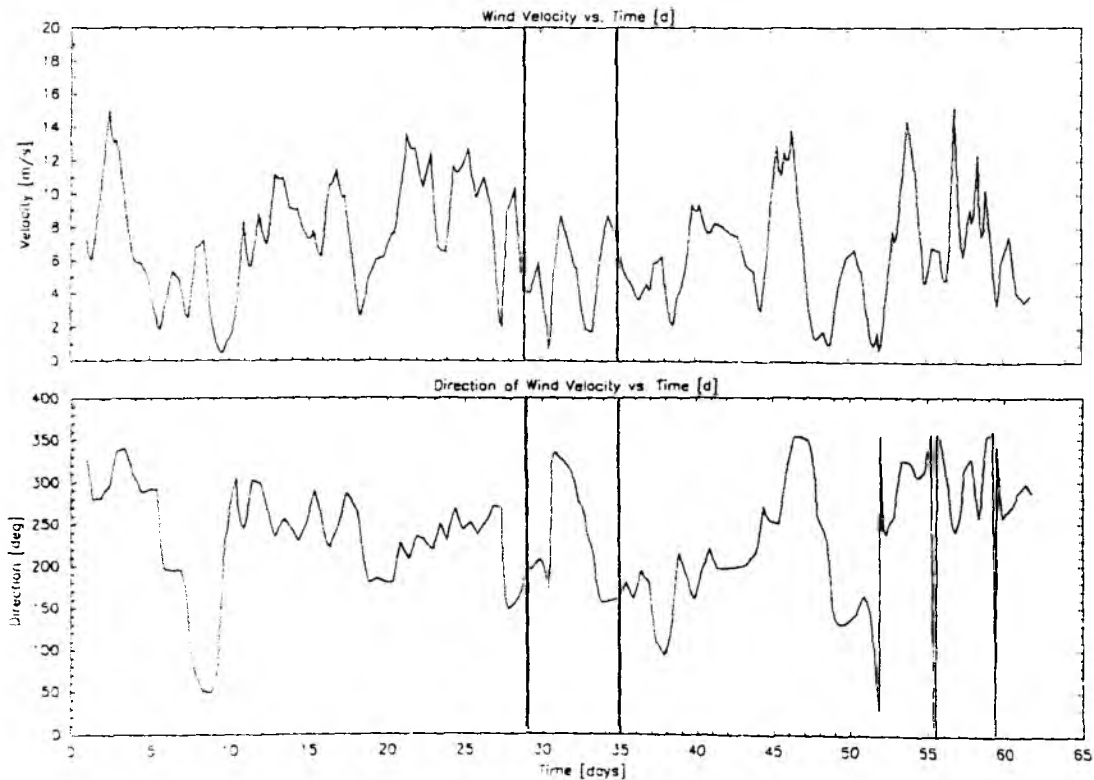


Abb. 7.4.6 Spektren der Stromgeschwindigkeit im Fehmarnbelt



7.5 Mesoskalige Variabilität

Anhand von Karten der Meeresoberflächentemperatur (s. Kapitel 2) lassen sich in der Ostsee eine Vielzahl von mesoskaligen Strukturen unterscheiden. Aus der statistischen Analyse derartiger Daten ergibt sich eine charakteristische Längenskala von 25-60 km. Ein Teil der Strukturen läßt sich als topographische Wellen oder Wirbel identifizieren. Die Präsenz topographischer Wirbel wurde in numerischen Experimenten (z. B. SIMONS 1976, KIELMANN 1981) und in hydrographischen Meßreihen (z. B. AITSAM & ELKEN 1982, KRAUSS & BRÜGGE 1991) nachgewiesen. Einen Überblick über mögliche in der Ostsee auftretende mesoskalige Wellenformen geben KIELMANN (1981) und MÄLKKI & TAMSALU (1981).



*Abb. 7.5.1 Windgeschwindigkeit vom 01.10.-30.11.1989 auf Bornholm,
Markierung: 29.10-4.11.1989 Zeitbereich der Bildsequenz*

Hier soll anhand einer zeitlichen Sequenz die Entwicklung eines topographischen Wirbels demonstriert werden. Topographische Rossby Wellen haben die Eigen-

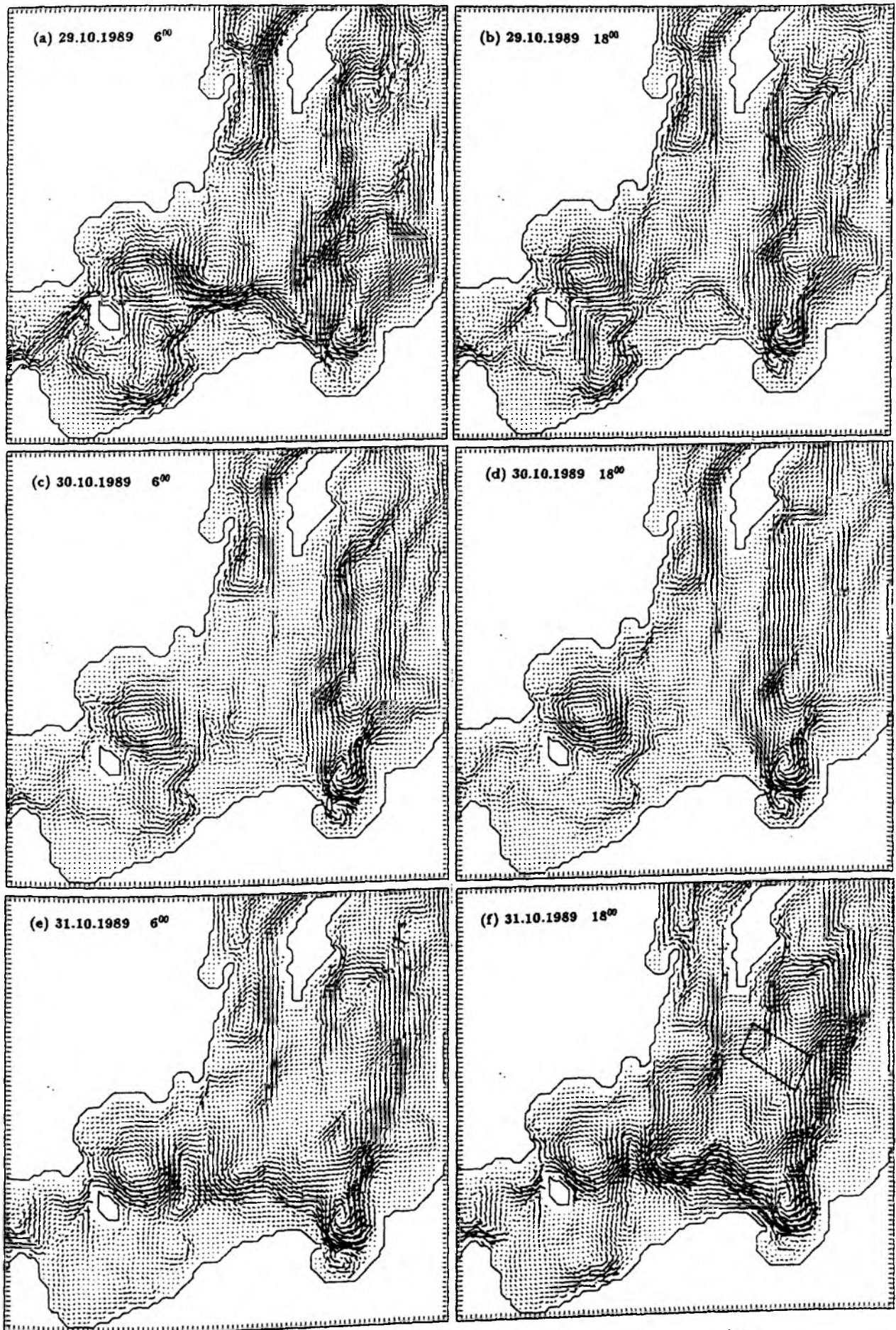


Abb 7.5.2 Zeitliche Entwicklung der barotropen Transportfunktion

schaft, daß sie sich stets so ausbreiten, daß das flache Wasser auf der Nordhalbkugel rechts liegt (RHINES 1970). Das Vertikalprofil der horizontalen Geschwindigkeiten zeigt ein Maximum am Boden mit einem exponentiellen Abfall zur Oberfläche.

Die Abb. 7.5.2 zeigt die zeitliche Entwicklung der Volumentransportverteilung in der zentralen Ostsee vom 29.10-4.11.1989. Der zeitliche Abstand zwischen den einzelnen Abbildungen beträgt 12 Stunden.

Vergleicht man die Lage der groben Strukturen mit der Topographie der Ostsee (Abb. 2.1), erkennt man, daß der Volumentransport im starken Maße von der Topographie geführt wird. Neben vielen zyklonalen sowie antizyklonalen Strukturen fällt besonders der erhöhte Transport durch die Stolperrinne auf. Die Menge des Durchstromes sowie die Stromrichtung wird durch die vorherrschende Windlage bestimmt (KRAUSS & BRÜGGE 1991). An der Meeresoberfläche wird durch den Windschub eine nach rechts (bezogen auf den Windvektor) setzende Ekmandrift induziert. Aus Kontinuitätsgründen muß das durch den Ekmantransport verdriftete Wasservolumen durch eine Strömung in der Tiefe ersetzt werden. Die Ausgleichsströmungen werden durch die Topographie modifiziert, wobei in engen Meeresstraßen eine kanalisierende Wirkung auftritt.

Von den vielen Strukturen, deren Entwicklung in der Bildsequenz verfolgt werden kann, sollen hier nur die Ereignisse im Bornholmbecken und im östlichen Gotlandbecken betrachtet werden. Das Zirkulationssystem am Beginn der Sequenz ist noch von einer abflauenden West- bzw. Südwestwindlage (Abb. 7.5.1) geprägt. Der Volumentransport durch die Stolperrinne mündet in eine zyklonale Zelle, die das Bornholmbecken erfaßt und deren Begrenzung ungefähr mit der 80 m Tiefenlinie identisch ist. Bis zum 30.10.1989 findet eine allmähliche Abnahme der Windstärke über der zentralen Ostsee statt. Der vormals starke Transport durch die Stolperrinne zerfällt in mehrere gegensinnig rotierende Strukturen.

Auf der Rückseite eines nach Osten abwandernden Tiefdruckgebietes (vergleiche Abb. 4.1.2a) gerät die zentrale Ostsee unter den Einfluß mäßiger bis frischer N-NO-Winde. Die nach Westen setzende Ekmandrift wird durch eine ostwärtige Strömung durch die Stolperrinne kompensiert. Gleichzeitig findet Einstrom in das

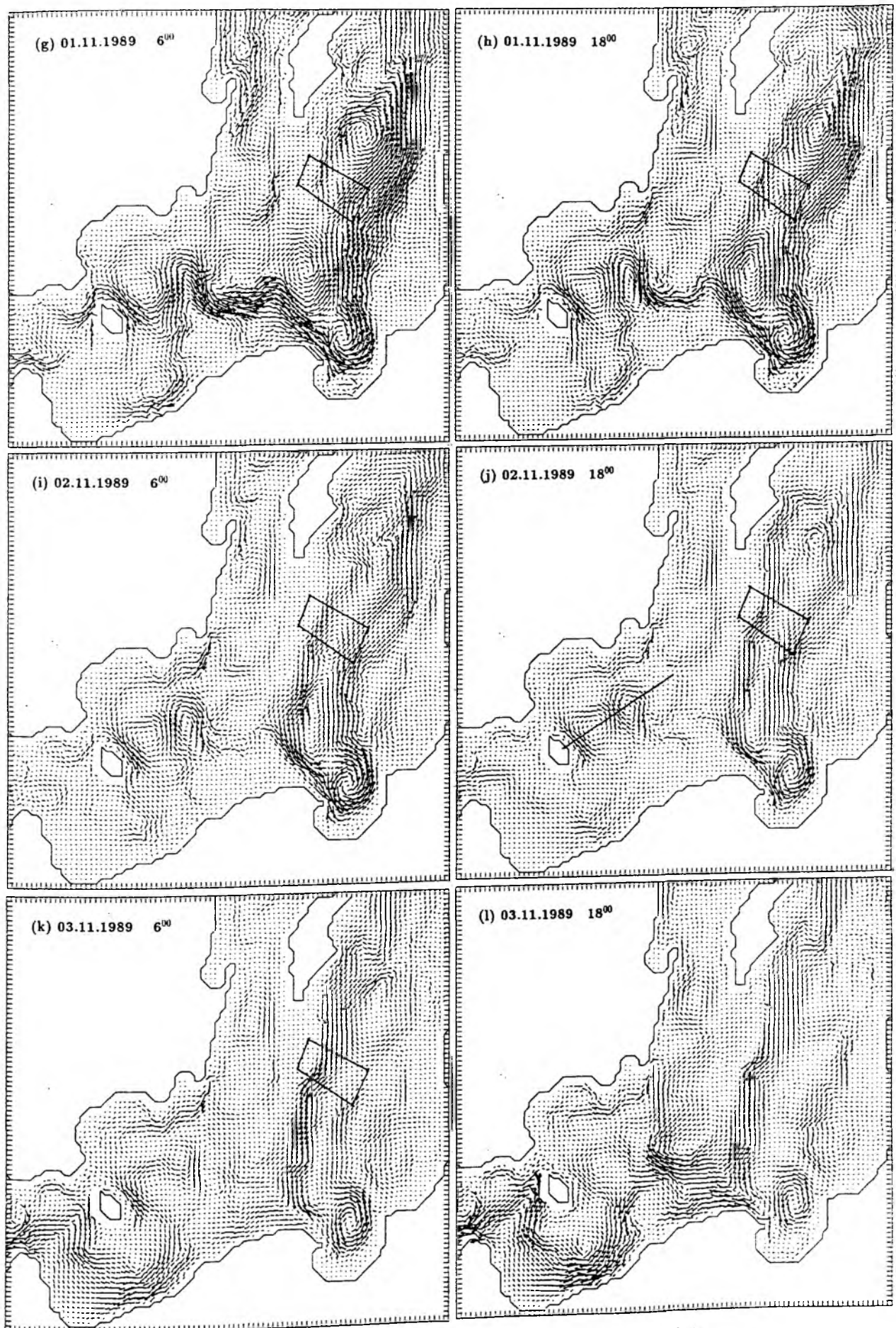


Abb 7.5.2 Zeitliche Entwicklung der barotropen Transportfunktion

Bornholmbecken durch das Bornholmgat statt. Der süd- bzw. östliche Ast der zyklonalen Zirkulationszelle im Bornholmbecken verstärkt sich, wobei die Wassermassen nicht direkt durch die Stolperrinne abgeführt werden, sondern in Form eines Mäanders zunächst nach Norden und dann auf der westwärtigen Seite der Mittelbank zurück nach Süden in die Stolperrinne münden.

Mit der Abnahme der Windgeschwindigkeit Anfang November (s. Abb. 7.5.1) zerfällt der Mäander in ein gegensinnig rotierendes Wirbelpaar, wobei die zyklonale Zelle einen Durchmesser von ca. 55 km aufweist, der antizyklonale Wirbel von ca. 35 km. Die Zyklone verändert ihre Position kaum, die Antizyklone wandert jedoch mit einer Geschwindigkeit von 4 cm/s entlang der 80 m Tiefenlinie in Richtung Norden. Am Ende der Entwicklung hat der antizyklonale Wirbel die 80 m Tiefenlinie in Richtung Mittelbank verlassen und driftet allmählich zerfallend in Richtung Südosten. Die zyklonale Zelle wird ebenfalls schwächer und nähert sich dem Bornholmtief. Mit dem am 03.11.1989 einsetzenden Südostwind findet erneut eine Verstärkung des Stromes durch die Stolperrinne in Richtung Westen statt.

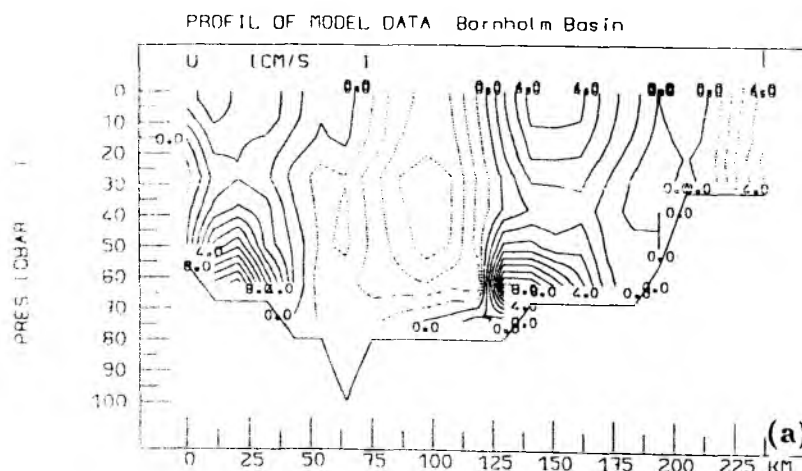


Abb. 7.5.3 Vertikalschnitt durch das Bornholmbecken, (a) U-Komponente

Die vertikale Struktur des antizyklonalen Wirbels (Abb. 7.5.3) läßt sich anhand eines Vertikalschnittes, der von der Insel Bornholm in Richtung der Mittelbank führt, für den 2.11.1989 analysieren (s. Abb. 7.3.1j). Die U- bzw. V-Komponente der Geschwindigkeit zeigen deutlich ein Maximum am Boden (bottom trapped), mit

PROFIL OF MODEL DATA Bornholm Basin

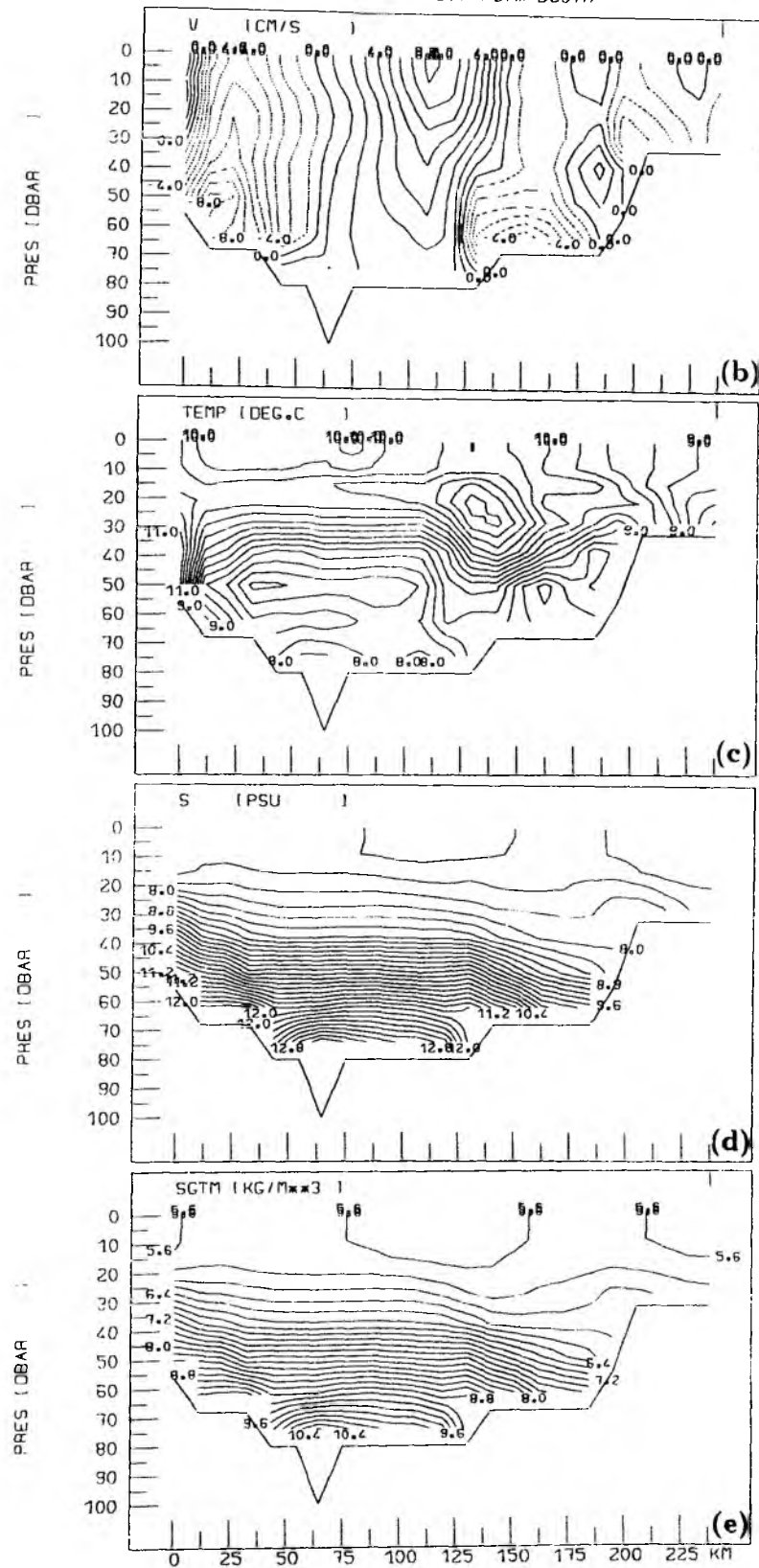


Abb. 7.5.3 Vertikalschnitt durch das Bornholmbecken, (b) V-Komponente, (c) Temperatur, (d) Salzgehalt und (e) Dichte

maximalen Werten oberhalb der 80 m Tiefenlinie. Die Nulllinie ist mit der Lage der Wirbelachse identisch. Auffällig ist, daß der nordostwärtige Teil des Wirbels größere Stromgeschwindigkeiten als der südwestwärtige Teil aufweist. Die vertikalen Verteilungen des Salzgehaltes und der Dichte zeigen oberhalb der 80 m Tiefenlinie eine Hebung der Isohalinen bzw. Isodensen, im Zentrum des Wirbels eine leichte Senkung. Auf der Nordostflanke des Wirbels ist die kräftige Strömung (bis zu 9 cm/s) mit einer Senkung der Isodensen von 10 m auf 25 km verbunden. Das dynamische Signal des Wirbels ist auf den Tiefenbereich zwischen 50 und 65 m konzentriert, liegt also in bzw. unterhalb der halinen Sprungschicht. Im Vertikalschnitt der Temperatur ist oberhalb des Wirbels eine Ansammlung wärmeren Wassers zu beobachten. Diese Wassermasse wurde advektiv aus dem südöstlichen Teil der Bornholmbeckens nach Norden transportiert.

Der vertikale Geschwindigkeitsgradient ist maximal bis zur halinen Sprungschicht. Nach Pedlosky (1979) sollte der Geschwindigkeitsabfall einer Rossby-Welle im baroklinen Medium durch die Längenskala d gegeben sein

$$d = \frac{H}{\frac{2\pi}{\lambda} R_i} \quad (38)$$

Mit $\lambda = 35$ km, $R_i = 10$ km und $H=80$ m ergibt sich $d \approx 45$ m. Aus den Vertikalprofilen der horizontalen Geschwindigkeitskomponenten läßt sich eine entsprechende Skala von ca. 35 m abschätzen. Auffällig ist, daß oberhalb der halinen Sprungschicht die Geschwindigkeit bis zur Oberfläche erneut ansteigt.

Der zyklonale Wirbel zeigt ebenfalls erhöhte Stromgeschwindigkeiten am Boden, wobei der Kern nicht oberhalb der 80 m Tiefenlinie liegt, sondern in Richtung Bornholm verschoben ist. Die starke Aufwölbung der Isodensen vor der Insel ist auf den Einstrom salzreichen Wassers durch das Bornholmgat zurückzuführen. In der Oberflächenauslenkung sind die Wirbel ebenfalls deutlich zu erkennen, die Differenz der Oberflächenauslenkung zwischen den Wirbelzentren beträgt 3 cm.

Im östlichen Gotlandbecken ist vom 31.10-3.11.1989 die Entwicklung eines zyklonalen Wirbels zu beobachten. In den Abb. 7.5.2 f-k wurde hierzu die geographische

Lage des PEX-Untersuchungsgebietes eingezeichnet. Der Wirbel bildet sich im Scherungsbereich einer zyklonalen Strömung, die das östliche Gotlandbecken erfaßt. Er liegt zunächst im Zentrum des PEX-Gebietes, wandert dann mit einer Geschwindigkeit von ca. 17 cm/s nach Süden und verläßt es am 02.11.1989. Zwischen dem 01.11.1989 und dem 02.11.1989 hat die Zyklone annähernd die Position des zyklonalen Wirbels, der am 07.05.1986 während der PEX-Untersuchung gefunden wurde (vergleiche Abb. 2.5), erreicht. Das dynamische Signal ist im Bereich der halinen Sprungschicht konzentriert, wobei maximale Geschwindigkeiten oberhalb der 80 m Tiefenlinie auftreten. Die Bahn der Zyklone führt entlang der ostwärtigen Flanke einer topographischen Erhebung (80 m Wassertiefe), die südöstlich der Hoburgbank gelegen ist (vergleiche Abb. 1.2). Im Gegensatz zu der zyklonalen Struktur der PEX-Untersuchung und der Theorie der geostrophischen Strömungen im geschichteten Ozean (DIETRICH et al. 1975) ist hier im Zentrum des zyklonalen Wirbels eine Absenkung der Isodensen zu finden. Diese wird offenbar durch vertikale Advektion, die im Modell über die Divergenz der horizontalen Geschwindigkeitskomponenten berechnet wird, erzwungen.

Die hier beobachteten topographischen Wellen lassen den Schluß zu, daß aufgrund der starken topographischen Abhängigkeit, unter annähernd gleichen Bedingungen, an gleichen Positionen ähnliche topographische Strukturen gebildet werden.

8 Schlußbetrachtung

8.1 Resümee

Es wurde ein dreidimensionales instationäres baroklines Modell der Ostsee entwickelt. Die horizontale Auflösung beträgt 5 km, bei einer vertikalen Diskretisierung durch 12 Schichten. Die zugrundeliegende realistische Bodentopographie genügt der horizontalen Auflösung. Der Schwerpunkt der Untersuchung liegt darin, ein Modell zu konstruieren, das die wesentlichen hydrographischen Merkmale der Ostsee in sich vereint und richtig simuliert. Hierbei steht besonders das barokline Verhalten bei einer Integrationszeit über mehrere Monate im Vordergrund. Die Aufrechterhaltung der halinen Schichtung ist genauso von Interesse wie die Entwicklung der sommerlichen Deckschicht und die Bildung des Winterwassers.

Eine derartige Untersuchung erfordert realistische Anfangsfelder sowie realistische Antriebsfunktionen.

Das wesentliche Problem der Modellrechnungen besteht darin, daß gerade die Prozesse, die an der Bildung, Aufrechterhaltung und Diffusion der Schichtung wesentlichen Anteil haben, nicht explizit vom Modell berücksichtigt werden, sondern durch geeignete Ansätze parametrisiert werden müssen. Erschwerend kommt hinzu, das vielfach brauchbare Beobachtungen fehlen. Durch die Parametrisierung der vertikalen Diffusion und Reibung wird der Prozeß der turbulenten Vermischung nur phänomenologisch erfaßt.

Die Flüsse von Temperatur und Salz an der Oberfläche müssen ebenfalls parametrisiert werden. Für die Ostsee existiert kein entsprechender zweidimensionaler Datensatz, der zudem für ein gesamtes Jahr vorliegen müßte. Aus Monatsmittelkarten der Oberflächenverteilungen von Temperatur und Salz läßt sich über die sogenannte Newton Relaxation eine entsprechende Flußbedingung konstruieren. Man erhält dadurch jedoch einen zusätzlichen justierbaren Parameter.

Ein ähnliches Problem ergibt sich in der Berechnung der Windschubspannung aus dem quasi-geostrophischen Windfeld. Der Eintrag von Impuls an der Meereso-

berfläche ist ebenfalls parametrisiert, wobei die Impulsübertragung abhängig von der Form des Schubspannungskoeffizienten ist.

Grundsätzlich ist die geeignete Wahl der justierbaren Parameter als Invers-Problem (WUNSCH 1978) aufzufassen. Derzeitig ist jedoch eine Lösung dieses Problems für Modelle, die auf den Primitiven Gleichungen basieren, nicht in Sicht.

Angesichts dieser Problematik ist für das Ostseemodell ein Maß zu finden, an dem die Parametrisierungen überprüft werden können. Durch den Vergleich der im Modell berechneten Wasserstandsverteilungen mit Pegelregistrierungen der Anrainerstaaten der Ostsee wurde der Windschubspannungskoeffizient justiert. Es zeigte sich, daß die in der Literatur angegebenen Funktionen für den Windschubspannungskoeffizienten im schwachen und mittleren Windstärkenbereich zu wenig Energie für diese Modellkonfiguration lieferten. Im hohen Windstärkenbereich ($\vec{V}_w > 20\text{m/s}$) trat unter bestimmten Bedingungen, sowohl für die bekannten Funktionen als auch für die hier benutzte Beziehung, die Bildung von $2\text{-}\delta x$ -Wellen auf. Der Übertragungsmechanismus der Windenergie in ein derartiges Modell bedarf weiterer hydrographischer und numerischer Untersuchungen.

Die Flußbedingung und die vertikale Diffusion, die durch einen turbulenz- und schichtungsabhängigen Vermischungsansatz realisiert wurde, ließ sich anhand von Monatskarten der Horizontal- und der Vertikalverteilung von Temperatur und Salzgehalt (LENZ 1971, BOCK 1971) überprüfen. Die Vorgabe der Flüsse von Temperatur und Salzgehalt sind nicht unabhängig von der vertikalen Diffusion zu treffen. So liefert die Flußbedingung, als Quellterm an der Meeresoberfläche, die den Jahreszeiten entsprechende Menge von Wärme und Substanz. Die vertikale Diffusion steuert deren Aufnahme und Verteilung. Die Größe der Diffusion ist dabei von der momentanen Schichtung und vom vertikalen Scherungsfeld der horizontalen Geschwindigkeitskomponenten abhängig, unterliegt also, in den oberflächennahen Bereichen, direkt der Windanregung. Bei instabiler Schichtung setzen Mechanismen der konvektiven Adjustierung ein.

Durch die Analyse der einzelnen Experimente konnte ein Parametersatz gefunden werden, der geeignet zu sein scheint, die wesentlichen Merkmale der baroklinen

Ostsee zu simulieren.

Das Schichtungsverhalten läßt sich direkt an den Monatsmittelkarten überprüfen. So bildet sich im Frühsommer eine flache Deckschicht aus, die sich im Sommer verschärft und im Herbst unter dem Einfluß der allmählich einsetzenden Abkühlung und der verstärkten turbulenten Vermischung, durch die Zunahme der Windgeschwindigkeit an der Meeresoberfläche, erodiert wird. Mit fortschreitender Abkühlung setzt die Bildung des Winterwassers ein. Durch die Beltsee und den Sund findet ein Vordringen von salzreichem Kattegatwasser statt. Nach dem Überströmen der Darßerschwelle sinkt das Wasser zum Boden des Arkonabeckens. Während des Absinkens vermischt sich das salzreiche Wasser mit umliegenden Wassermassen, so daß zwischen dem Wasser an der Darßerschwelle und dem Bodenwasser im Arkonabecken eine Salzgehaltsdifferenz von ca. 2 ‰ besteht. Der Einstrom salzreichen Wassers in das Arkonabecken zeigt einen pulsierenden Charakter, wobei die Menge der eingeströmten Wassermasse von den jeweiligen Wetterbedingungen abhängig ist.

Die ausgetauschten Wasservolumina zwischen der westlichen Ostsee und dem Kattegat liegen in der gleichen Größenordnung, wie sie von JACOBSEN (1986) beobachtet wurden. Der Einfluß der quasi-offenen Randbedingung im Skagerrak läßt sich über die Wasserstands differenzen zwischen der westlichen Ostsee und dem Kattegat abschätzen. Es zeigt sich, daß die Wasserstände im Kattegat nur unzureichend simuliert werden, was sich möglicherweise auf den Wasseraustausch auswirkt. Der Vergleich der Strömungen im Großen Belt und im Fehmarnbelt mit gemessenen Daten zeigt jedoch, daß die Größenordnung der Stromgeschwindigkeiten und die Stromrichtungen vom Modell zufriedenstellend simuliert werden. Eine höhere Übereinstimmung zwischen Modell und Beobachtungen ist aufgrund von baroklinen sowie topographisch bedingten Effekten und den unterschiedlichen Meßwerten (Modell: Integralwert, ADCP: Punktmessung) nicht zu erwarten.

Inwiefern die berechneten Volumentransportverteilungen in der zentralen Ostsee den realen Verhältnissen entsprechen, bleibt eine offene Frage. Jedoch ist der Volumentransport nicht unabhängig vom baroklinen Feld zu beurteilen, so daß eine zufriedenstellende Simulation der Schichtungsverhältnisse nicht ohne entsprechende

Transporte möglich ist.

Eine weiterführende Interpretation der vielfältigen mesoskaligen Strukturen sowie deren statistische Analyse bleibt anderen Untersuchungen vorbehalten. Die baroklinen Rechnungen belegen, daß topographisch bedingte Phänomene eine wichtige Rolle spielen. Die Präsenz topographischer Rossby Wellen und Wirbel wurde demonstriert. Der windbedingte Ekmantransport an der Meersoberfläche erzwingt in der Tiefe entsprechende Ausgleichsströmungen, die topographisch geführt sind. Die Zeitskala derartiger Strukturen ist abhängig von der vorherrschenden Wetterlage bzw. Windlage und liegt in der Größenordnung von Tagen.

8.2 Ausblick

Der im Verlauf der Modellrechnungen erzeugte dynamische Datensatz sollte Anlaß zu weiteren Untersuchungen sein. Die Datenmenge erlaubt insbesondere statistische Analysen von Prozessen, wie der Entstehung von topographischen Rossby-Wellen oder baroklinen Kelvin- bzw. Randwellen, welche streng mit Auftriebserscheinungen gekoppelt sind. Das Einbringen von konservativen Tracern könnte Aufschluß über die Ausbreitung und Erneuerung bzw. Verweilzeiten einzelner Wasserkörper oder Schadstoffen in der zentralen Ostsee geben. Hierzu sollte der Flußwassereintrag im Modell explizit berücksichtigt werden. Durch den konzentrierten Eintrag von Süßwasser bzw. Wärme entstehen im oberflächennahen Bereich verstärkte horizontale Gradienten. Der Effekt des Süßwassereintrages läßt sich in vielen Satellitenbildern der Ostseeoberflächentemperatur direkt beobachten. BROSIN et al (1988) untersuchten die Ausbreitung von warmen und salzarmen Wassermassen aus dem Kurischen Haff, die als signifikante Front anhand von Schiffs- und Satellitenbeobachtungen verfolgt werden konnte. Die seewärtige Seite derartiger Strukturen, die oftmals bis über 50 km in die Ostsee hineinreichen, weist erhöhte Wirbelaktivität auf.

Weiterhin sollten hydrographische Meßreihen gewonnen werden, die eine fortlaufende Modellverifikation gestatten. Insbesondere sind Langzeitbeobachtungen der

horizontalen Strömungskomponenten in verschiedenen Tiefen, wie sie durch Strommessungen durch ADCP's erzielt werden können, von Interesse. Aus dem vertikalen Scherungsprofil der horizontalen Strömungskomponenten ließen sich Informationen über den vertikalen Impulsaustausch gewinnen. Mit Hilfe von mehreren parallel angeordneten ADCP's im Bereich der Beltsee (Fehmarnbelt), des Sundes oder an der Darßerschwelle wäre man in der Lage, verlässliche Zahlen über den Wasseraustausch zwischen Kattegat und westlicher Ostsee zu bestimmen. Quasi-synoptische Aufnahmen des horizontalen Strömungsfeldes in begrenzten Regionen der Ostsee ließen sich mittels schiffsgebundener ADCP's gewinnen. Hierbei ist die geringe Wassertiefe der Ostsee von großem Vorteil, da während der Datenaufnahme die Schiffsbewegung (Fahrt über Grund oder Schiffsdrift) direkt meßbar ist (bottom tracking) und vom gewünschten Stromsignal eliminiert werden kann. Inwiefern Trägheitswellen und interne Wellen derartig gewonnen Daten beeinträchtigen, bleibt zu untersuchen.

Karten der Meeresoberflächentemperatur, wie sie aus Satellitenbeobachtungen berechnet werden können, liefern in zweierlei Hinsicht wertvolle Informationen. Die Modellrechnungen haben gezeigt, daß mit der Vorgabe der saisonalen Oberflächentemperatur die Entwicklung der thermischen Deckschicht sowie die Bildung des Winterwassers erreicht werden konnte. Aus der zeitlichen Abfolge von Satellitenbildern lassen sich quasi-synoptische Oberflächentemperaturkarten auf Wochen- oder Monatsbasis erstellen (LEHMANN 1987). Diese zweidimensionalen Temperaturverteilungen dienen als Grundlage für einen realistischeren thermischen Antrieb des Modells. Die Analyse mesoskaliger Phänomene gibt Aufschluß über die Entstehung und den Zerfall von Wirbeln sowie der Bildung und Ausdehnung von Auftriebsgebieten.

A Anhang

A.1 Dichteformel nach Millero und Kremling (1976)

Berechnung der Dichte für Ostseewasser nach Millero und Kremling (1976):

$$S(^0/\text{oo})_T = 0.123 + 0.99650S(^0/\text{oo})$$

In der Gleichung für S_T werden Salze, die durch festländischen Abfluß in die Ostsee gelangen, berücksichtigt.

Dichtegleichung für Ostseewasser der Temperatur T und dem Salzgehalt S:

$$d = d_0 + AS(^0/\text{oo})_T + BS(^0/\text{oo})_T^{3/2}$$

d_0 spezifiziert die Dichte des reinen Wassers:

$$\begin{aligned} d_0 = & (0.9998676 + 18.2225454 \cdot 10^{-3}t - 7.922432 \cdot 10^{-6}t^2 \\ & - 55.45001 \cdot 10^{-9}t^3 + 149.7604 \cdot 10^{-12}t^4 \\ & - 393.306 \cdot 10^{-15}t^5)(1 + 18.159725 \cdot 10^{-3}t)^{-1} \end{aligned}$$

A und B sind temperaturabhängige Parameter:

$$A = 8.1483 \cdot 10^{-4} - 3.924 \cdot 10^{-6}t + 9.195 \cdot 10^{-8}t^2 - 1.475 \cdot 10^{-9}t^3$$

$$B = -1246 \cdot 10^{-6} + 2.73 \cdot 10^{-8}t$$

Literatur

- [1] AITSAM, A. & J. ELKEN, 1982: Synoptic scale variability of hydrophysical fields in the Baltic proper on the basis of CTD measurements. Hydrodynamics of semi-enclosed seas. J. C. C. Nihoul, Editor, Elsevier, Amsterdam, pp. 433-468.
- [2] ANDREJEV, O. & A. SOKOLOV, 1990: 3D baroclinic hydrodynamical model and its application to Skagerrak circulation modelling. Proc. 17th Conf. of Baltic. Oceanogr., Norrköping, Sweden.
- [3] BLAKE, R. A., 1991: The dependence of wind stress on wave height and wind speed. J. Geo. Res., Vol. 96, No. C11, 20531-20545.
- [4] BOCK, K.H., 1971: Monatskarten des Salzgehaltes der Ostsee. Ergänzungsheft zur Deutschen Hydrographischen Zeitschrift, Reihe B, Nr.12.
- [5] BÖNING, C. W., 1989: Influences of a rough topography on flow kinematics in an eddy-resolving circulation model. J. Phys. Oceanogr., Vol. 19, No. 1, 77-97.
- [6] BROGMUS, W., 1952: Eine Revision des Wasserhaushaltes der Ostsee. Kieler Meeresforsch. 9, 15-42.
- [7] BROSIN, H. J., L. GOHS, T. SEIFERT, H. SIEGEL, I. A. BYCKOVA, S. V. VICTOROV, M. D. DEMINA, V. JU. LOBANOV, V. N. LOSINSKIJ & V. M. SMOLJANICKIJ, 1988: Mesoscale Strukturen in der südöstlichen Ostsee. Beitr. Meereskd., Berlin 58.
- [8] BRYAN, K., ⁸⁵1969: A numerical method for the study of the circulation of the World Ocean. J. Phys. Oceanogr., 15, 1312-1324.
- [9] BRYAN, K. & M. D. COX, 1972: An approximate equation of state for numerical models of ocean circulation. J. Phys. Oceanogr. 2, 510-514.
- [10] BUMKE, K. & L. HASSE, 1989: An analysis scheme for determination of true surface winds at sea from ship synoptic wind and pressure observations. Boundary-Layer Met. 47, 295-308.

- [11] CHARNEY, W. G., 1971: Geostrophic turbulence. *J. Atmos. Science*, 28, 1087-1095.
- [12] COOPERATIVE RESEARCH REPORT, 1989: Baltic Sea Patchiness Experiment PEX-86. International Council f. the Exploration of the Sea, Denmark. PEX-86, 1989:
- [13] COX, M. D., 1984: A primitive equation, 3-dimensional model of the ocean. GFDL Ocean Group Tech. Rep. No. 1, GFDL/Princeton University.
- [14] CUMMINGS, P. F., G. HOLLOWAY & A. E. GARGETT, 1990: Sensitivity of the GFDL Ocean general circulation model to a parametrization of vertical diffusion. *J. Phys. Oceanogr.*, Vol. 20, 817-830.
- [15] DIETRICH, G., 1951: Oberflächenströmung im Kattegat, im Sund und in der Beltsee. *Dt. Hydrogr. Z.* 4, 129-150.
- [16] DIETRICH, G., K. KALLE, W. KRAUSS, G. SIEDLER, 1975: Allgemeine Meereskunde. 3. Aufl. Gebr. Bornträger, Berlin, Stuttgart.
- [17] FENNEL, W., 1991: Rossby radii and phase speeds in the Baltic Sea. *Cont. Shelf Res.*, Vol. 11, No. 1, 23-36.
- [18] FRANK, H., W. MATTHÄUS, R. SAMMLER, 1987: Major inflows of saline water into the Baltic Sea during the present century. *Gerl. Beitr. Geophys.* 96, 6, 517-531 pp.
- [19] GARGETT, A. E., 1984: Vertical eddy diffusivity in the ocean interior. *J. Mar. Res.* 42, 359-393.
- [20] GARRAT, J. R., 1977: Review of drag coefficients over oceans and continents. *Mon. Wea. Rev.*, 105, 915-929.
- [21] GERDES, R., 1988: Die Rolle der Dichtediffusion in numerischen Modellen der Nordatlantischen Zirkulation. *Ber. Inst. f. Meeresk.*, Kiel, Nr. 179, 176 pp.

- [22] GERDES, R., C. KÖBERLE, J. WILLEBRAND, 1988: The role of numerical advection schemes in general circulation models. *J. Clim. Dyn.*
- [23] GILL, A. E. & A. J. CLARKE, 1974: Wind-induced upwelling , coastal currents and sea level changes. *Deep Sea Res.* Vol 21, 325-345.
- [24] GOEDECKE, E., J. SMED & G. TOMCZAK, 1967: Monatskarten des Salzgehaltes der Nordsee. *Ergänzungsheft zur Deutschen Hydrographischen Zeitschrift*, Reihe B, Nr. 9.
- [25] HANEY, R. L., 1971: Surface thermal boundary condition for ocean circulation models. *J. Phys. Oceanogr.* 1, 241-248.
- [26] HASSE, L., 1974: On the surface to the geostrophic wind relationship at sea and the stability dependence of the resistance law. *Beitr. Phys. Atm.* 47, 45-55.
- [27] HASSELMANN, S., et. al, (WAMDI GROUP), 1988: The WAM Model-A third generation ocean wave prediction model. *J. Phys. Oceanogr.*, 18, 1775-1810.
- [28] HELA, I., 1966: Vertical eddy diffusivity of waters in teh Baltic Sea. *Geophysica* 9, 219-234.
- [29] HILLER, W. & R. H. KÄSE, 1983: Objective analysis of hydrographic data sets from mesoscale surveys. *Ber. Inst. f. Meeresk.*, Kiel, Nr. 116, 78 pp.
- [30] ISEMER, H. J. & L. HASSE, 1988: The Bunker climate atlas of the North Atlantic Ocean, Vol. 2 Air-sea interaction. Springer Verlag Berlin.
- [31] JACOBSEN, T. S., 1986: Water exchange through the Danish Straits. In *Baltic Sea Environment Proc.* No. 16, 174 pp.
- [32] KÄNDLER, R., 1951: Der Einfluß der Wetterlage auf die Salzgehaltsschichtung im Übergangsgebiet zwischen Nord- und Ostsee. *Dt. Hydrogr. Z.* 4., 150-160.
- [33] KIELMANN, J., W. KRAUSS & K. H. KEUNECKE, 1973: Currents and stratification in the Belt Sea and the Arkona Basin during 1962-1968. *Kieler Meeresf.* XXIX, 90-111.

- [34] KIELMANN, J., 1981: Grundlagen und Anwendung eines numerischen Modells der geschichteten Ostsee. Ber. Inst. f. Meeresk., Kiel Nr. 87a/87b, 158 pp./116 pp.
- [35] KILLWORTH, P. D., D. STAINFORTH, D. J. WEBB, S. M. PATERSON, 1989: A free surface Bryan-Cox-Semtner model. Inst. of Oceanogr. Sciences Deacon Laboratory Report, No. 270, 184 pp.
- [36] KILLWORTH, P. D. & J. M. SMITH, 1984: Gradual instability of relaxation-extrapolation schemes. *Dynamics of Atmosphere and Oceans*, 8, 185-213.
- [37] KRAUSS, W., 1973: Methods and results of theoretical oceanography. Vol. 1, Dynamics of the homogeneous and quasi-homogeneous ocean. Gebrüder Bornträger, Berlin, 302 pp.
- [38] KRAUSS, W., 1980: The erosion of the thermocline. *J. Phys. Oceanogr.*, Vol 11, No. 4, 415-433.
- [39] KRAUSS, W., R. DÖSCHER, A. LEHMANN & T. VIEHOFF, 1990: On eddy scales in the eastern and northern North Atlantic Ocean as a function of latitude. *J. Geo. Res.*, Vol. 95, No. C10, 18049-18056.
- [40] KRAUSS, W. & B. BRÜGGE, 1991: Wind-produced water exchange between the deep basins of the Baltic Sea. *J. Phys. Oceanogr.*, Vol 21, No. 3, 373-384.
- [41] LARGE, W. & S. POND, 1981: Open Ocean momentum flux measurements in moderate to strong winds. *J. Phys. Oceanogr.*, 11, 324-336.
- [42] LASS, H. U. & R. SCHWABE, 1990: An analysis of the salt water inflow into the Baltic in 1975 to 1976. *Dt. hydrogr. Z.* 43.
- [43] LAURITZEN, L., G. J. NELSON, F.W. PORTO, 1979: Data extraction and calibration of TIROS-N/NOAA radiometers. NOAA Technical Memorandum NES 107, U.S. Department of Commerce, Washington D.C., U.S.A.

- [44] LeBLOND, P. H. & L. A. MYSK, 1978: Waves in the ocean. Elsevier Sci. Publ. Comp. Amsterdam, 602 pp.
- [45] LEHMANN, A., 1987: Die Erstellung quasi-synoptischer Bilder der Temperaturverteilung im Verzweigungsgebiet des Golfstromes aus NOAA-9 Oberflächen-temperaturdaten im Infraroten. Diplomarbeit Inst. f. Meereskunde, Kiel.
- [46] LENZ, W., 1971: Monatskarten der Temperatur der Ostsee. Ergänzungsheft zur Deutschen Hydrographischen Zeitschrift, Reihe B, Nr. 11.
- [47] MAGAARD, L. & G. RHEINHEIMER, 1974: Meereskunde der Ostsee. Springer Verlag, Berlin, 269 pp.
- [48] MÄLKKI, P. & R. TAMSALU, 1985: Physical features of the Baltic sea. Finn. Mar. Res., No. 252, 110 pp.
- [49] MATTHÄUS, W., 1977: Mittlere vertikale Wärmeaustauschkoeffizienten in der Ostsee. Acta Hydrophysica. Berlin, XXII, H.2, 73-92.
- [50] MELLOR, G. L. & T. YAMADA, 1982: Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problems. Review of Geophysics and Space Physics, Vol. 20, No. 4, 851-875. Physics
- [51] MESINGER, F. & A. ARAKAWA, 1976: Numerical Methods used in Atmospheric Models. GARP Publications Series No. 17, Vol 1.
- [52] MILLERO, F. J. & K. KREMLING, 1976: The densities of Baltic Sea waters. Deep Sea Res. Vol. 23, 1129-1138.
- [53] MIRBACH, K., 1991: Windvektormessungen mit Akustik-Doppler-Stromprofilmeßgeräten. Diplomarbeit Inst. f. Meereskd., Kiel
- [54] MUNK, W. H. & E. R. ANDERSON, 1948: Notes on a theory of the thermocline. J. Marine Res. VII, 3.

- [55] MYRBERG, K. & R. TAMSALU, 1990: Simulating the flow field of the gulf of Bothnia by a two-layer model. Proc. 17th Conf. of Baltic Oceanogr., Norrköping, Sweden.
- [56] OEY, L., G. L. MELLOR & R. I. HIRES, 1985: A three-dimensional simulation of the Hudson-Raritan Estuary. Part I: Description of the model and model simulation. J. Phys. Oceanogr., Vol. 15, No. 12, 1676-1692.
- [57] OMSTEDT, A., 1990: Modelling the Baltic Sea as thirteen sub-basins with vertical resolution. Tellus 42 A, 286-301.
- [58] PACANOWSKI R. C. & S. G. H. PHILANDER, 1981: Parametrization of vertical mixing in numerical models of tropical oceans. J. Phys. Oceanogr. 11, 1443-1451.
- [59] PEDLOSKY, J., 1979: Geophysical fluid dynamics. Springer Verlag Berlin, 624 pp.
- [60] RAUDSEPP, U. & J. ELKEN, 1990: Internal free oscillations in the Baltic Sea, Numerical calculation. Proc. 17th Conf. Baltic Oceanogr., Norrköping, Sweden.
- [61] RHINES, P., 1970: Edge-, Bottom-, and Rossby Waves in a rotating Stratified Fluid. Geophysical Fluid Dynamics, Vol. 1, pp. 273-302.
- [62] SCHOTT, F., 1989: Measuring winds from underneath the ocean surface by upward-looking acoustic Doppler current profiler. J Geophys. Res. 94, 8313-8321.
- [63] SEMTNER, A. J., 1974: A general circulation model for the World Ocean. UCLA Dept. of Meteorology Tech. Rep. No. 8, 99 pp.
- [64] SIMONS, T. J., 1976: Topographic and baroclinic circulation in the southwest Baltic. Ber. Inst. f. Meeresk., Kiel Nr. 25.

- [65] STIGEBRANDT, A., 1987a: Computations of the dense water flow into the Baltic Sea from hydrographical measurements in the Arkona Basin. *Tellus* 39 A, 140-177.
- [66] STIGEBRANDT, A., 1987b: A model of the vertical circulation of the Baltic deep water. *J. Phys. Oceanogr.*, 17, 1772-1785.
- [67] TOMCZAK G. & E. GOEDECKE, 1962: Monatskarten der Temperatur der Nordsee. *Ergänzungsheft zur Deutschen Hydrographischen Zeitschrift, Reihe B*, Nr. 7.
- [68] VIEHOFF, T., 1987: Bestimmung mesoskaliger Variabilitäten der Oberflächentemperatur und der Attenuation im Nordatlantik aus Satellitenmessungen. *Ber. Inst. f. Meeresk.*, Kiel Nr. 162.
- [69] WALIN, G., 1972a: On the hydrographic response to transient meteorological disturbances. *Tellus* 24, 169-186.
- [70] WALIN, G., 1972b: Some observations of temperature fluctuations in the coastal region of the Baltic. *Tellus* 24, 187-198.
- [71] Walin, G., 1981: On the deep water flow into the Baltic. *Geophysica* 17, 75-93.
- [72] WATTENBERG, H., 1949: Entwurf einer natürlichen Einteilung der Ostsee. *Kieler Meeresf.*, 6, 10-17.
- [73] WÜBBER C. & W. KRAUSS, 1979: The two-dimensional seiches of the Baltic Sea. *Oceanol. Acta* 2, 435-446.
- [74] WUNSCH, C., 1978: The North Atlantic general circulation west of 50°W determined by inverse methods. *Rev. Geo. Space Phys.*, Vol. 16, No. 4. 583-620.
- [75] WYRTKI, K., 1953,1954: Die Dynamik der Wasserbewegungen im Fehmarnbelt I und II. *Kieler Meeresf.* IX, 155-170, und X, 162-181.
- [76] WYRTKI, K., 1954: Der große Salzeinbruch in die Ostsee im November und Dezember 1951. *Kiel. Meeresforsch.*, 10,19-25.

Danksagung

Für die Anregung zu dieser Arbeit und die während der Bearbeitung genossene freie Gestaltungsmöglichkeit danke ich Herrn Prof. Dr. W. Krauß. Herrn Dr. J. Kielmann danke ich für seine großzügige Bereitstellung von Rechner- und Speicherkapazitäten. Allen Kollegen in der Abteilung Theoretische Ozeanographie danke ich für die offene Diskussionsbereitschaft.

Herrn Dr. J. Fischer möchte ich für die Bearbeitung und Bereitstellung der ADCP-Daten aus dem Fehmarnbelt danken.

Den Mitarbeitern des Rechenzentrums des IfM bin ich zu großem Dank verpflichtet. Besonders zu erwähnen sind Frau Doris Mach und Herr Kai Grunau.

Meiner Frau und meinen Kindern möchte ich für ihr Verständnis und ihre Unterstützung, die sie mir während der Bearbeitung entgegengebracht haben, besonders danken.